ORSAY
n° d'ordre :

2184

LPNHE/X/ T76

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR 3ème CYCLE

PAR

Monsieur BLONDEL Alain

SUJET : Recherche de la production de particules charmées dans un faisceau de neutrinos

soutenue le 14 décembre 1976 devant la Commission d'examen

MM. J. BUON Président

P. FLEURY

J. ILIOPOULOS

U. NGUYEN-KHAC

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548104_0004

ORSAY
n° d'ordre :

2184

LPNHE/X/ T76

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR 3ème CYCLE

PAR

Monsieur BLONDEL Alain

SUJET : Recherche de la production de particules charmées dans un faisceau de neutrinos

soutenue le 14 décembre 1976 devant la Commission d'examen

MM. J. BUON Président

P. FLEURY

J. ILIOPOULOS

U. NGUYEN-KHAC

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

pages

CHAPITRE I : INTRODUCTION THEORIQUE 7

1°/ La nécessité d'introduire de nouvelles particules dans la théorie phénoménologique des interactions faibles 7

2°/ Les théories de jauge 11

a) une théorie de jauge abélienne, l'électrodynamique 11
b) l'invariance de jauge isotopique 12
c) les interactions faibles des hadrons 15

3°/ Les particules charmées 18

a) la spectroscopie des particules charmées 18
b) la désintégration des particules charmées 19
c) la production de particules charmées dans un faisceau de neutrinos 22

CHAPITRE II : LES CONDITIONS EXPERIMENTALES 27

1°/ Schema d'ensemble 27

2°/ La composition du faisceau 28

3°/ Les caractéristiques de la chambre 30

4°/ Le déroulement des expériences 31

CHAPITRE III : LA SELECTION DES EVENEMENTS 35

1°/ Les critères de dépouillement 36

a) évènement avec électron au vertex 36
b) évènement avec particule étrange 36

2°/ La sélection des évènements avec électron 38

3°/ La sélection des particules étranges 44

a) la sélection des candidats 44
b) le "fit" des V° 44
c) traitement statistique des ambigus 47
d) coupures sur les V° 49

4°/ Le lot d'évènements final 49

a) le lot brut 49
b) efficacité de dépouillement 50
c) efficacité du traitement cinématique pour les V° 51

CHAPITRE IV : MISE EN EVIDENCE D'EVENEMENTS $\mu^- e^+ \Lambda^\circ$ + ...
et $\mu^- e^+$ 57

1°/ Calcul du nombre d'évènements attendus dans les différentes catégories. 57

a) bruit de fond pour les évènements $\mu^- e^+ V^\circ$+... 58
b) calcul du bruit de fond pour les évènements $\mu^- e^- V^\circ$, $\mu^- e^-$, $\mu^- e^+$, $e^- V^\circ$, e^+ +..., $e^+ V^\circ$ + ... 61

2°/ Comparaison avec le nombre d'évènements observés 63

3°/ Etude des caractéristiques des évènements $\mu^- e^+ V^\circ$ 65

a) la nature du V° 65
b) analyse cinématique des évènements 66

4°/ Etude des caractéristiques des évènements $\mu^- e^+$ 69

a) séparation du bruit de fond 69
b) étude cinématique des évènements $\mu^- e^+$ 71

CHAPITRE V : RECHERCHE D'UNE VIOLATION APPARENTE
DE LA REGLE $\Delta S = + \Delta Q$. 83

1°/ Presentation de la méthode 83

2°/ Détermination de l'efficacité de détection du K° 86

3°/ Détermination de l'efficacité de détection du K^+ 89

4°/ Calcul du nombre d'évènements $\Delta S = -\Delta Q$ produits 92

5°/ Limites sur le rapport d'embranchement leptonique 94

CONCLUSION 97

INTRODUCTION

La connaissance des interactions faibles et de la structure des hadrons a fait depuis quelques années des progrès fantastiques, autant grâce à la venue d'une nouvelle génération d'expériences, que par la puissance des idées théoriques sous-jacentes. Rappelons quelles en furent les étapes essentielles.

L'application à la classification des particules connues de la théorie des groupes a conduit à l'introduction des quarks, particules élémentaires qui permettent de reconstituer la spectroscopie des hadrons. Les interactions faibles, interprétées dans ce cadre conduisent à la théorie de Cabibbo. Les années 1964 à 1970 voient la confirmation expérimentale de ces théories.

D'un autre côté, les résultats des expériences de diffusion d'électrons sur des nucléons conduisent à une image des hadrons qui devient plus précise : ils se comportent comme composés de constituants élémentaires et ponctuels : les partons. Le pas est vite franchi, qui assimile quarks et partons.

D'un autre côté, les théories de jauge, d'abord destinées aux interactions fortes par Yang et Mills , ont été appliquées aux interactions faibles, conduisant à toute une gamme de modèles unifiant interactions faibles et électromagnetiques. La première confirmation de ces théories sera la découverte du courant neutre faible par la Collaboration Gargamelle en 1973.

La convergence de ces faits et de ces idées conduit à la conclusion que les particules connues ont des propriétés ($K^{\circ}_{L} \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$ par exemple) qui exigent une quatrième espèce de quark, le quark charmé. La première indication expérimentale de son existence a été trouvée dans une expérience neutrino à NAL, qui voyait des événements avec deux muons dans l'état final. La découverte du ψ à SLAC et Brookhaven, l'observation d'un évènement violant la règle ($\Delta S = \Delta Q$) à Brookhaven et d'un événement produisant un électron et une particule étrange dans l'état final dans Gargamelle sont autant de preuves indirectes de l'existence du charme, qui existaient au printemps 1975.

C'est à cette époque que fut décidée une nouvelle prise de clichés avec Gargamelle dans un faisceau de neutrinos considérablement plus intense que précédemment, grâce au préinjecteur de l'accélérateur de protons du CERN. Le but essentiel était la recherche de nouveaux événements avec électron et particule étrange, et plus généralement l'étude de tout ce qui peut avoir trait à la production de particules étranges ou d'électrons par les neutrinos.

Après une introduction théorique, et quelques rappels sur le charme (chapitre 1), nous décrivons sommairement le dispositif expérimental (chapitre 2).

Nous étudierons ensuite le dépouillement des clichés, la sélection des événements, de façon à définir le lot sur

lequel nous travaillerons (chapitre 3).

Nous nous pencherons alors sur la production d'électrons dans les interactions de neutrino et sur ce qui a constitué une des premières observations de la désintégration d'une particule charmée (chapitre 4).

Nous chercherons alors à savoir si ce "signal" de désintégrations leptoniques a une contre-partie en désintégrations hadroniques, et nous nous efforcerons de trouver des limites au rapport d'embranchement

$$\frac{\text{"charme"} \to \Lambda^\circ\, e^+ + \ldots}{\text{"charme"} \to \Lambda^\circ + \ldots}$$

(chapitre 5).

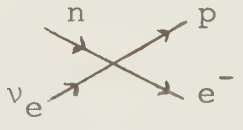
CHAPITRE 1

INTRODUCTION THEORIQUE

1.- LA NECESSITE D'INTRODUIRE DES NOUVELLES PARTICULES DANS LA THEORIE PHENOMENOLOGIQUE DES INTERACTIONS FAIBLES

Les processus classiques d'interactions faibles -désintégration du neutron, du muon- sont fort bien décrits par une théorie phénoménologique introduite par Fermi en 1934 par analogie avec l'électrodynamique. Dans cette théorie, une interaction telle que la désintégration du neutron :

$$n \rightarrow p\, e^-\, \bar{\nu}_e$$



est décrite par un lagrangien "courant x courant" :

$$L = \frac{G_f}{\sqrt{2}} \; J^{\mu}_{(e)} \; J_{(h)\mu} \; + \text{ hemitique conjugué}$$

ou G_f est la constante de Fermi, $J^{\mu}_{(e)} = \bar{\nu}_e \gamma^{\mu} \left(\frac{1 + \gamma^5}{2} \right) e$

et $J^{\mu}_{(h)}$ le courant du neutron.

Les différences essentielles avec l'électrodynamique sont l'absence d'un boson intermédiaire, le fait que le courant est chargé, et qu'il viole de façon maximale la parité (terme en γ^{μ} $(1 + \gamma^5)$)

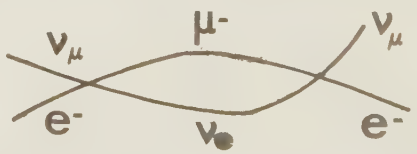
Cette théorie rencontre un certain nombre de difficultés. Tout d'abord, si l'on calcule la section efficace de collision d'un neutrino sur un électron :

$$\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \mu^{-} + \nu_e$$

on trouve qu'elle croit comme le carré de l'énergie dans le centre de masse. Ceci est en contradiction avec le fait que la collision de particules ponctuelles selon une interaction ponctuelle doit se produire dans un état de moment orbital 0, ce qui contraint la section efficace à rester inférieure à la limite d'unitarité $\frac{\pi}{p^2}$ (ref. I.1).

Le lagrangien écrit ci-dessus rend bien compte des phénomènes observés, si l'on arrête le calcul au premier ordre de la théorie des perturbations. Mais, si l'on pousse le calcul aux processus d'ordres supérieurs, tels que :

$$\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-}$$

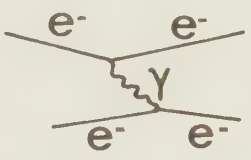


ce calcul fait apparaître des intégrales divergentes, et la situation s'aggrave au fur et à mesure que l'on va vers des ordres plus élevés.

En électrodynamique, l'on peut résoudre ces diver-

gences par un procédé appelé renormalisation, qui est rendu possible, entre autres, par la présence d'un propagateur : pour la collision électron-électron, par exemple,

$$e^- + e^- \to e^- + e^- \quad :$$



le lagrangien est de la forme

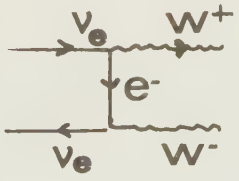
$$L = \bar{e}\,\gamma^{\mu}\,e\;\frac{g_{\mu}^{\nu}}{k^2}\;\bar{e}\,\gamma_{\nu}\,e$$

ou k^2 est la "masse" du photon virtuel, le carré du module de l'impulsion trasférée d'un électron à l'autre. D'où l'idée d'introduire des propagateurs pour l'interaction faible, suffisemment massifs pour qu'aux peties valeurs de k^2 l'on retrouve la théorie classique. Pour la collision $\nu_{\mu}+e^- \to \mu^-+\nu_e$ le lagrangien s'écrit alors :

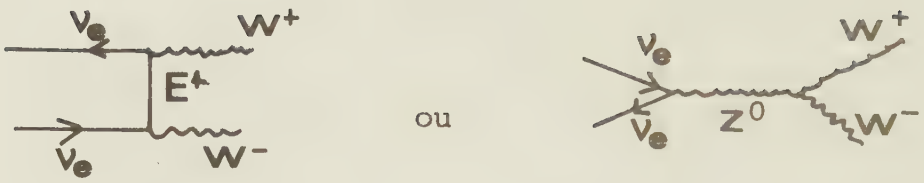
$$L = g\,\bar{\nu}_{\mu}\;\gamma^{\mu}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\mu\;\;\frac{g_{\mu}^{\nu} + k_{\mu}\,k^{\nu}/M_w^2}{M_w^2\left(1-\frac{k^2}{M_w^2}\right)}\;\;g\,\bar{e}\,\gamma_{\nu}\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\nu_e$$

la condition $\frac{g^2}{M_w^2} = \frac{Gf}{\sqrt{2}}$ permet alors de retrouver, pour $k^2 << M_w^2$, la théorie classique.

Avec ces nouveaux bosons intermédiaires, deux difficultés se présentent encore. Un diagramme tel que

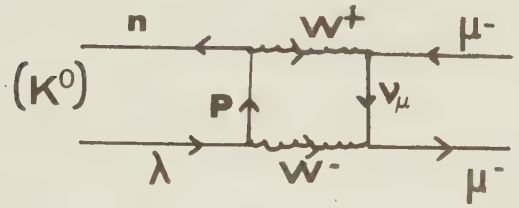


est divergent à haute énergie, et l'on doit le faire disparaître en introduisant des processus qui interfèrent avec lui tels que (ref I-2)



ou les deux, ce qui contraint à introduire un boson intermédiaire neutre, donc un courant neutre, ou un lepton lourd.

D'autre part, un graphe tel que $K^\circ \to \mu^+ \mu^-$



n, p, λ étant les quarks neutron, proton, étrange.

apparaît avec une constante de couplage en $g^4 \cos^{\theta}_{c} \sin^{\theta}_{c}$ où θ_c est l'angle de Cabbibo, ce qui conduit à un rapport d'embranchement du K° en $\mu^+\mu^-$ de l'ordre de :

$$\frac{K^\circ_L \to \mu^+\mu^-}{K^+ \to \mu^+\nu} \simeq 10^{-5} \left(\frac{M_W}{M_p}\right)^2 \geq 10^{-3} \text{ si } M_W \geq 10 \text{ GeV}$$

ce qui est en contradiction absolue avec l'expérience (réf I.3) :

$$\frac{K^\circ_L \to \mu^+\mu^-}{K^+ \to \mu^+\nu} = 4 \pm 1{,}4\ 10^{-8}$$

Il faut alors introduire soit un nouveau lepton neutre, soit un nouveau quark analogue au quark p, pour interférer avec ce diagramme (réf I.4).

Cette première approche nous montre que des mécanismes de compensation obligent à introduire une grande quan-

tité de nouvelles particules -bosons intermédiaires chargés ou neutres, leptons ou quarks lourds- de façon quelque peu artificielle et incohérente. Les théories de jauge vont unifier ces problèmes et guider dans le choix d'un modèle permettant de les résoudre, de façon beaucoup plus naturelle.

2.- LES THEORIES DE JAUGE

a) Une théorie de jauge abelienne, l'électrodynamique

Le lagrangien d'une particule libre de Dirac est :

$$L_m = \bar{\psi} \, (i\partial^\mu \gamma_\mu - m) \, \psi$$

Intéressons nous à la phase de ψ : elle est repérée par rapport à un axe. Dans tous les phénomènes physiques où elle intervient, la phase apparaît sous forme de différence de phase entre deux ondes, prise en un point donné : pour un phénomène d'interférences entre ψ et ψ' intervient une fonction trigonométrique de (phase (ψ (x)) - phase (ψ'(x)).

Le choix de l'axe de référence est alors indifférent. On peut même le prendre différent en chaque point de l'espace, le faire tourner arbitrairement au cours du temps, sans rien changer au phénomène physique.

Effectuons cette transformation :

$$(I) \qquad \psi \to \psi' = e^{-i\alpha(X)} \, \psi(X)$$

(X est la coordonnée d'espace-temps), et exigeons que le lagrangien soit invariant. En prenant α petit, nous pouvons écrire :

$$L_m \to L'_m = \bar{\psi} \, (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + \bar{\psi} \, \gamma^\mu \psi \, \partial_\mu \alpha(X)$$

Ce lagrangien n'est pas invariant. Nous savons

qu'en électromagnétisme il existe un degré de liberté : les potentiels sont définis à un gradient près, les quantités physiques étant les champs :

$$F = \nabla \times A$$

L'interaction de la particule ψ avec le champ A s'écrit :

$$L_{int} = -e\, \bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\, A_{\mu} \quad , \quad L = L_{int} + L_{m}$$

et le lagrangien L est invariant par la transformation (I), si l'on lui adjoint la transformation suivante sur le potentiel A :

$$(II) \quad A_{\mu} \rightarrow A'_{\mu} = A_{\mu} + \frac{1}{e}\, \partial_{\mu}\, \alpha(X)$$

Ainsi, la rotation d'une phase s'accompagne de l'adjonction d'un gradient au potentiel. On peut écrire aussi

$$L = \bar{\psi}\ \gamma^{\mu}\ D_{\mu}\ \psi - \bar{\psi}\ m\ \psi$$

avec $$D_{\mu} = i\partial_{\mu} - e\, A_{\mu}$$

On peut trouver cette discussion vaine puisque phases et potentiels sont des concepts sans réalité physique. Notons comme première application que cette invariance de jauge est indispensable pour la renormalisation du développement en perturbations de la théorie.

b) <u>L'invariance de jauge isotopique</u> (ref I-5)

La conservation de l'isospin dans les interactions fortes est équivalente à l'invariance des forces -donc du Lagrangien- sous une rotation dans l'espace d'isospin. De même que précédemment, on peut choisir arbitrairement en

tout point de l'espace-temps l'axe de référence pour l'isospin des particules.

Un nucleon, par exemple, sera proton ou neutron, avec une amplitude pour chaque état physique :

$$\psi = p \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + n \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$$

$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ représentant l'état "proton". Une rotation dans l'espace d'isospin sera

$$\text{(III)} \quad \psi \to \psi' = e^{-i \vec{\varepsilon}(X) \cdot \frac{\vec{\tau}}{2}} \psi$$

où $\vec{\tau}$ sont les trois matrices de Pauli, $\vec{\varepsilon}$ un vecteur quelconque, fonction du point. Pour un $\vec{\varepsilon}$ arbitrairement petit, le lagrangien devient

$$L'_m = L_m + \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{\vec{\tau}}{2} \psi \, \partial_\mu \vec{\varepsilon}(X)$$

et n'est pas invariant. Pour assurer l'invariance, on est conduit à introduire un potentiel vecteur, mais il s'agit ici d'un quadrivecteur dans l'espace ordinaire, d'une part (boson vectoriel) et d'un vecteur dans l'espace d'isospin. Le lagrangien s'écrira alors :

$$L = \bar{\psi} \, (\gamma^\mu D_\mu - m) \psi$$

$$\text{avec} \quad D_\mu = i\partial_\mu - g \, \vec{W}_\mu \cdot \frac{\vec{\tau}}{2}$$

On peut généraliser cela au cas où la physique est invariante sous un groupe de trasformations G, de générateurs τ_a. On aura

$$D_\mu = i\partial_\mu - g \, W^a_\mu \, \tau_a$$

W^a_μ étant les composantes d'un potentiel vecteur qui se trans-

forme selon G comme un vecteur.

On voit que l'invariance de jauge implique l'existence d'un boson - le champ W_μ - qui est un vecteur dans l'espace d'isospin, et qui est le médiateur de l'interaction invariante sous une transformation isostopique. On montre qu'une telle théorie est renormalisable (Réf I-6).

Notons comme autre conséquence le théorème d'universalité : nous avons considéré un groupe d'invariance G ; les particules physiques peuvent alors se ranger dans des représentations irréductibles du groupe G (multiplets). Le théorème d'universalité nous dit alors que des particules appartenant à des multiplets semblables interagissent avec la même constante de couplage.

Appliquons tout celà aux interactions faibles : la conservation des nombres leptoniques de l'électron et du muon amène à classer les leptons dans des multiplets de SU(2), spin isotopique faible

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$$

Il y aura donc un boson intermédiaire $\vec{W}$ avec trois composantes W_1 W_2 W_3, que l'on peut ramener à 3 états de charge $W^+W^-W^\circ$. Une interaction de neutrino sur électron se représentera alors par

Le W° ne peut être assimilé totalement au photon, en particulier à cause des termes violant la parité dans le

courant neutre qui apparaît alors, accompagné de termes représentant des interactions de neutrinos.

Une solution a été trouvée en mélangeant le boson neutre et le photon dans W° (modèle de Weinberg-Salom) (Réf I-7), unifiant ainsi les interactions faibles et électromagnétiques. Retenons seulement que la preuve expérimentale a été faite de l'existence des réactions :

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$$

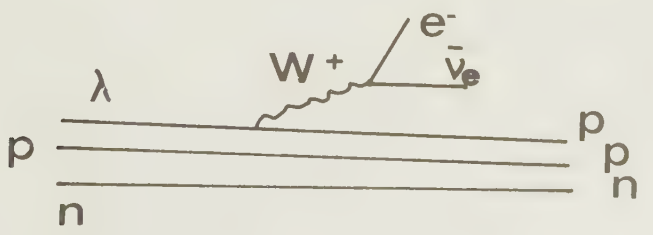
$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$$

avec une constante de couplage comparable avec les réactions "courant chargé" (réf I-8), ainsi que des réactions semileptoniques correspondantes (réf I-9)

$$\overset{(-)}{\nu}_\mu + N \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_\mu + \text{hadrons.}$$

c) Les interactions faibles des hadrons

Une simplification considérable est apparue quand on s'aperçut que les hadrons pouvaient être décrits sous la forme d'états de plusieurs quarks: un baryon est -en première approximation- composé de 3 quarks, un meson, d'un quark et d'un antiquark. Il se trouve que les interactions faibles sont bien décrites en termes de quarks. Par exemple, la désintégration semi-leptonique d'un Λ° sera représentée par la désintégration du quark λ qu'il contient



pour $\Lambda^\circ \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$

le courant faible s'écrivant alors :

$$J^{\mu+} = \left(\bar{p} \quad \gamma^{\mu} \frac{(1+\gamma^5)}{2} \quad (n\,\alpha + \lambda\,\beta) + \bar{\nu}_{\mu} \quad \gamma^{\mu} \quad \frac{(1+\gamma^5)}{2} \mu + \right.$$

$$\left. \bar{\nu}_{e} \quad \gamma^{\mu} \quad \frac{(1+\gamma^5)}{2} e \right)$$

l'universalité impliquant que $\alpha^2 + \beta^2 = 1$, on pose $\alpha = \cos\theta_c$ et $\beta = \sin\theta_c$ (réf I-10). Le partenaire du proton dans un doublet de spin isotopique faible est une combinaison linéaire du n et du λ que nous appelons n_θ

$$n_\theta = n \cos\theta_c + \lambda \sin\theta_c.$$

Là intervient la difficulté. D'un point de vue esthétique, d'abord, l'on ne sait pas trop bien quoi faire de la combinaison orthogonale

$$\lambda_\theta = \lambda \cos\theta_c - n \sin\theta_c$$

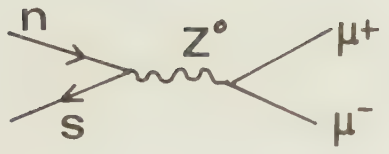
Nous avons vu, d'autre part, qu'il existe un boson neutre Z° couplé à un courant neutre , J°. Ecrivons ce courant neutre pour les quarks :

$$J^{\circ\mu} = \frac{GF}{\sqrt{2}} \quad (\bar{p}, \bar{n}_\theta) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \gamma^{\mu} \quad \frac{1+\gamma^5}{2} \quad \begin{pmatrix} p \\ n_\theta \end{pmatrix}$$

qui devient -en n'écrivant plus les $\gamma^{\mu} \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)$ $\frac{GF}{\sqrt{2}}$ ...-

$$J^\circ = p\bar{p} - n\bar{n} \cos^2\theta_c - s\bar{s} \sin^2\theta_c - (\bar{n}s + \bar{s}n) \cos\theta \sin\theta.$$

Les termes $\bar{n}s$ et $\bar{s}n$ sont des courants neutres avec changement d'étrangeté, et apparaîssent avec une constante de couplage du même ordre de grandeur que le courant chargé correspondant. On a alors une désintégration du K° en deux mus



du même ordre de grandeur que $K^+ \to \mu^+ \nu$

ce qui contredit l'expérience.

Ceci montre que le courant faible pour les quarks n'est pas tel qu'on la écrit. La solution est alors de restaurer la symétrie (réf . I-11) en couplant la combinaison oubliée λ_θ à un nouveau quark analogue au quark p. On a alors un nouveau doublet

$$\begin{pmatrix} c \\ \lambda_\theta \end{pmatrix}$$

et le courant neutre s'écrit alors :

$$J^\circ \sim \left(\bar{p},\ \bar{c},\ n_\theta,\ \lambda_\theta\right) \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ c \\ n_\theta \\ \lambda_\theta \end{pmatrix}$$

$$= \left(\bar{p} \quad \bar{c} \quad \bar{n} \quad \bar{\lambda}\right) \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ c \\ n \\ \lambda \end{pmatrix}$$

$$= \bar{p}p + \bar{c}c - \bar{n}n - \bar{\lambda}\lambda$$

et les termes impliquant un courant neutre étrange ont disparu.

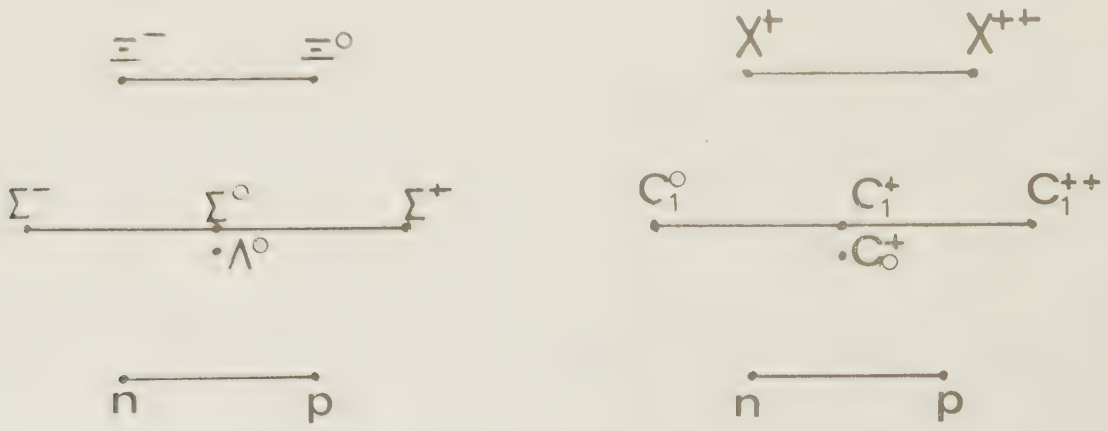
L'introduction de ce nouveau quark c portant un

nouveau nombre quantique -le charme- n'est pas la seule solution possible. On peut en particulier imaginer des modèles avec un très grand nombre de quarks, d'autres letpons... Nous nous limiterons ici à ce modèle qui est le plus simple, qui conserve toute la physique des énergies inférieures à la masse du quark c, et qui n'a pas rencontré de difficulté sérieuse dans la comparaison avec l'expérience.

3.- LES PARTICULES CHARMEES

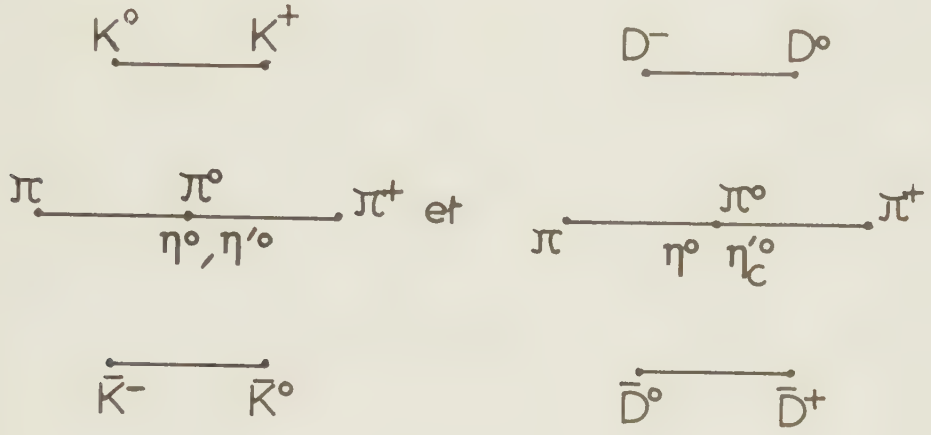
a) La spectroscopie des particules charmées (réf I-12)

Pour passer de la spectroscopie des particules connues à la spectroscopie des particules charmées, il suffit d'étendre le groupe d'invariance de SU(3) à SU(4). Les particules charmées se classent alors en même temps que les particules connues dans des multiplets de SU(4). Considérons comme exemple le cas des baryons de spin $\frac{1}{2}$ et de parité + : On en attend 20 qui forment un multiplet d'ordre 20 de SU(4). En particulier il y aura symétrie entre les baryons contenant des quarks c, p, n et λ, p, n : ces derniers peuvent se classer dans un octet du SU(3) et on pourra faire de même pour les premiers.



le C_o^+ étant un état composé de (c p n) correspondant au Λ° (λ p n) les $C_1^{\circ,+,++}$ étant composés de (c , pp, pn ou nn) correspondant aux Σ.

Il en est de même pour les mésons avec de nouveau une symétrie entre mésons étranges et charmés. On aura ainsi un multiplet de dimension 15 pour les pseudoscalaires, où l'on pourra retrouver deux octets de mesons étranges, et charmés :



Pour les baryons comme pour les mésons, il y aura aussi tous les états excités de façon très semblable aux hadrons connus.

b) <u>La désintégration des particules charmées</u>

Distinguons tout d'abord deux cas : les particules charmées dont les masses sont les plus basses, qui se désintègrent par interaction faible, et les particules charmées dont les masses sont plus élevées et qui vont se désintégrer fortement ou électromagnétiquement en donnant les premières. Qui est qui dépendra de la masse respective de ces particules. L'on ne sait rien à priori sur la masse des particules charmées, si ce n'est que la masse du quark charmé doit être de l'ordre de 1,5 GeV, pour assurer la suppression du K_L° en $\mu^+ \mu^-$; on peut alors généraliser les formules de masses de SU(3) au cas des particules charmées, et selon la façon

dont cela est fait, obtenir divers résultats (réf I-13).

A l'heure actuelle un certain nombre d'états ont été découverts, auxquels a été assignée une place dans cette spectroscopie : citons

le ψ état $c\bar{c}$, de spin parité 1^- de masse 3,105 GeV/c^2

les D° état $c\bar{p}(\bar{n})$, de masse 1.86 GeV/c^2

les D^* état $c\bar{p}(\bar{n})$, de masse $\sim$2,0-2,1 GeV/c^2

les C_o^+ état cpn , de masse 2,26 GeV/c^2

le $C_1^{++ou\,O}$ état cpp ou cnn de masse $\sim$2,4-2,5 GeV/c^2

Dans ces conditions si l'on se limite aux états de charme +1, on aura deux particules se désintégrant faiblement, les D et le C_o^+ , les autres, tels les D^*, $C_1^{\circ,+,++}$ ou C_1^* se désintégrant fortement en donnant respectivement un D ou un C_o^+.

Intéressons nous alors aux désintégrations faibles des particules charmées fondamentales. Le processus élémentaire est

avec un couplage cos θ_c

avec un couplage sin θ_c

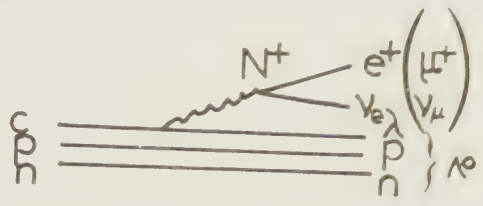
correspondant au lagrangien

$$L \sim \bar{c} \left(\gamma^\mu \frac{(1+\gamma^5)}{2}\right) \lambda_\theta \; W_\mu^+ + h.c.$$

ce qui se traduira par des désintégrations préférentielles en particules étranges. Par exemple

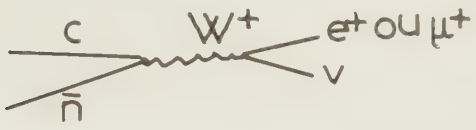
$$C_o^+ \to \Lambda^\circ\ e^+\ \nu$$
$$\Lambda^\circ\ \mu^+\ \nu$$
$$Y^\circ\ l^+\ \nu$$

$\Lambda(n\pi)$, $\bar{K}\ N(n\pi)$

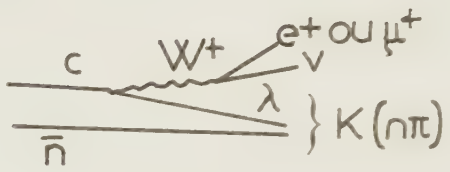


ou

$D^+ \to \mu^+\nu$
$\to e^+\nu$
} faibles pour des raisons similaires à $K^+ \to e^+\ \nu$ et $\pi^+ \to e^+\nu$



$D^\pm \to K^\circ\ l^\pm\ \nu$
$\to (K^*)^\circ\ l^\pm\ \nu$
$\quad \hookrightarrow K(n\pi)$
$D^\circ \to K^\mp\ l^\pm\ \nu$
ou $K(n\pi)\ l^\pm\ \nu$
} :



pour les désintégrations semi leptoniques, et

$C_o^+ \to \Lambda(n\pi)^+ \quad n = 1, 2, \ldots$
$\to \bar{K}\ N\ (n\pi) \quad n = 0, 1, \ldots$

$D \to K(n\ \pi) \quad n = 1, 2, \ldots$

pour les désintétrations purement hadroniques.

Quelques estimations ont pu être données sur les taux absolus

de ces désintégrations (réf I-14). Si l'on compare aux particules étranges, deux différences interviennent : tout d'abord le couplage en cos θ_c au lieu de sin θ_c, qui augmente les taux de désintégration dans un rapport $\cot g^2 \theta_c$. d'autre part le grand nombre d'états finals possible augmente considérablement l'espace des phases. Ceci conduit à des taux de l'ordre de :

$$\Gamma(\text{charme} \to \text{tout}) \gtrsim 10^{13}/\text{seconde}$$

ce qui équivaut à des distances parcourues dans l'espace inféreures à 30 microns.

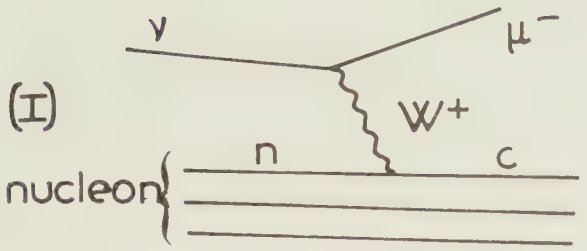
Quant à la proportion de désintégrations semi leptoniques elle est délicate à estimer : elle varie selon les auteurs de 5 à 50% du total, et dépend certainement de la particule considérée.

c) La production de particules charmées dans un faisceau de neutrinos. (Réf I-15).

Nous avons vu qu'en première approximation les nucleons-cible sont composés de trois quarks, que l'on appelle quarks de "valence", et qui portent les nombres quantiques du nucleon. Cependant, les expériences de diffusion de neutrinos et d'anti-neutrinos sur nucléons ont montré l'existence d'une certaine proportion d'antiquarks ; ceci est interprété par la présence de paires quark-antiquark dans le nucleon, ou plutôt, tout se passe comme si le neutrino heurtait dans certains cas une paire quark-antiquark. Ce sont des paires que l'on appelle la "mer".(réf I-16)

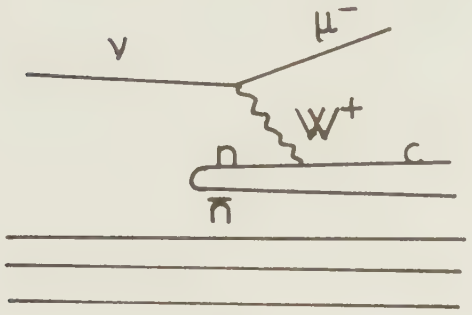
Dans ces conditions, les processus qui produisent une particule charmée sont :

-production sur un quark de valence.

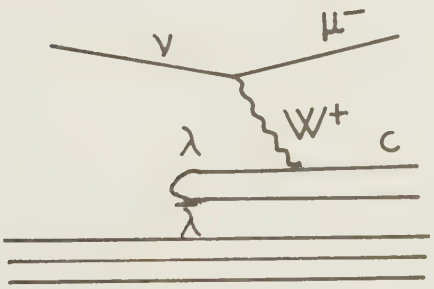


avec un couplage en $\sin\theta_c$

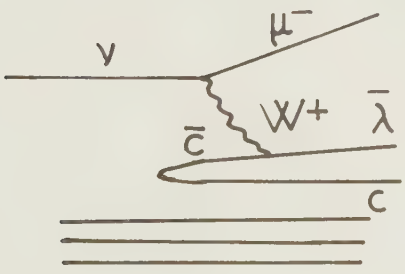
-production sur un quark de la mer



avec un couplage en $\sin\theta_c$



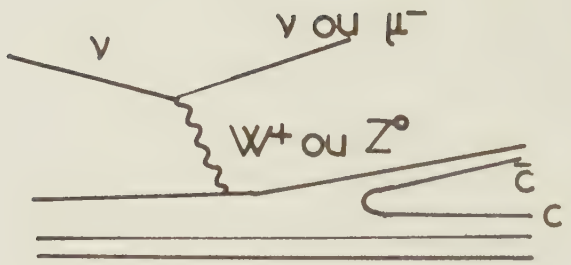
avec un couplage en $\cos\theta_c$



avec un couplage en $\cos\theta_c$

-production associée de particules charmées.

III



A priori, si l'énergie est suffisemment élevée, toutes ces réactions sont possibles. Cependant dans notre expérience, l'énergie est limitée par le spectre des neutrinos, si bien que les canaux ayant la masse hadronique la plus faible dans l'état final seront avantagés.

pour les réactions I et II, on aura

(Ia) $\nu + N \rightarrow \mu^- C_o^+$ masse hadronique minimale 2,26 GeV/c^2

(Ib) $\rightarrow \mu^- C_1^+$ ou ++ " $\sim$ 2,45 GeV/c^2

(II) $\rightarrow \mu^-$ ND " $\sim$ 2,8 GeV/c^2

pour les réactions II' et II", on aura

$\nu + N \rightarrow \mu^- K^+ C_o^+$ masse hadronique minimale $\sim$ 2,76 GeV/c^2

$\rightarrow \mu^- K^+ C_1^{o\,+}$ ou ++ " $\sim$ 2,96 GeV/c^2

pour la réaction III

$\nu + N \rightarrow \begin{pmatrix}\mu^- \\ \nu\end{pmatrix}$, D, C_o^+ masse hadronique minimale 4,10 GeV/c^2

Dans ces conditions, on voit que les réactions Ia et Ib, sont favorisées à basse énergie, la réaction III étant au dessus de nos possibilités

Quel etat final pouvons nous attendre de Ia et Ib ? Nous avons vu que la durée de vie moyenne des particules charmées correspond à des distances de 30 microns, ce qui est beaucoup trop court pour être observé dans une chambre à bulles. Nous n'observons donc que l'état final.

Dans le cas où la particule charmée se désintègre semi leptoniquement nous aurons :

réaction I et II :

$$\nu + N \rightarrow \mu^- \Lambda^\circ + l^+ + \nu + (n\pi)$$
$$\rightarrow \mu^- N \bar{K}^\circ + l^+ + \nu + (n\pi)$$
$$\bar{K}^-$$

réactions II', II" :

$$\nu + N \rightarrow \mu^- \Lambda^\circ \; l^+ \; \nu \; K^+ + (n\pi)$$
$$K^\circ$$

$$\rightarrow \mu- \; N \; \bar{K}^\circ \; l^+ \; \nu \; K^+ + (n\pi)$$
$$\bar{K}^- \qquad K^\circ$$

c'est-à-dire un état final avec 2 leptons de signe opposé.

Dans le cas où la particule charmée se désintègre en hadrons :

réaction I et II :

$$\nu + N \rightarrow \mu^-, \Lambda^\circ, (n\pi)$$
$$\rightarrow \mu^-, N \; \bar{K}^\circ \; , (n\pi)$$
$$\bar{K}^-$$

réactions II' et II" :

$$\nu + N \rightarrow \mu^-, \Lambda^\circ, K^+ \; (n\pi)$$
$$K^\circ$$

$$\rightarrow \mu^-, N, \bar{K}^\circ \; , K^+ \quad , (n\pi)$$
$$\bar{K}^- \qquad K^\circ$$

Les réactions typiques seront donc un état final avec deux leptons de signe opposé, fortement corrélé à des

particules étranges, ou un état final avec étrangeté -1 et une violation apparente de la règle $\Delta S = \Delta Q$.

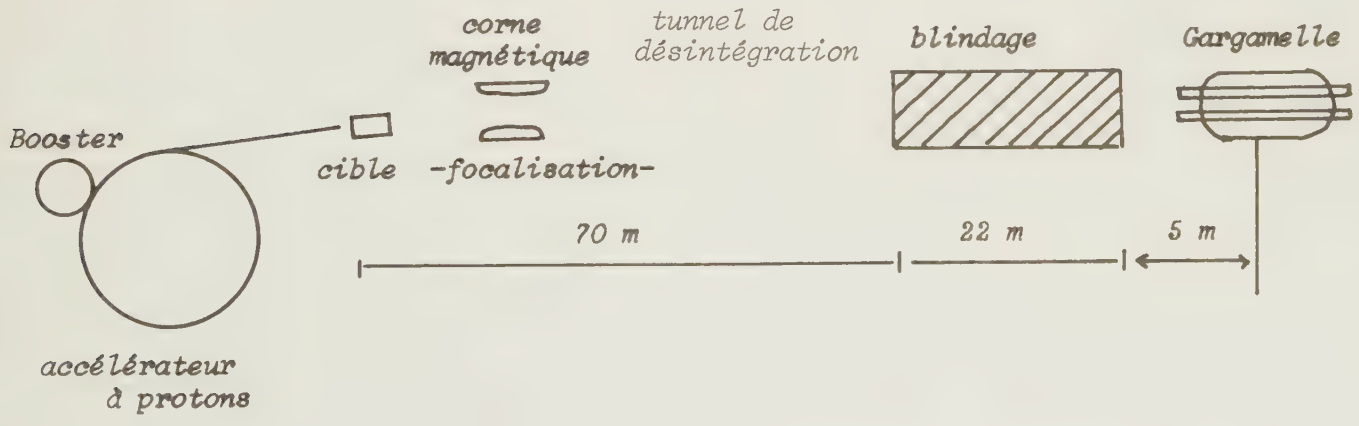
Ce sont des réactions de ce type que nous allons chercher à mettre en évidence.

C H A P I T R E II

LES CONDITIONS EXPERIMENTALES

Nous décrivons brièvement l'ensemble du dispositif, puis nous nous attarderons plus spécifiquement sur la composition du faisceau, et les caractéristiques de la chambre.

1.- SCHEMA D'ENSEMBLE



Les photos que nous analysons ont été prises avec la grande chambre à bulles Gargamelle placée dans le faisceau neutrino du CERN.

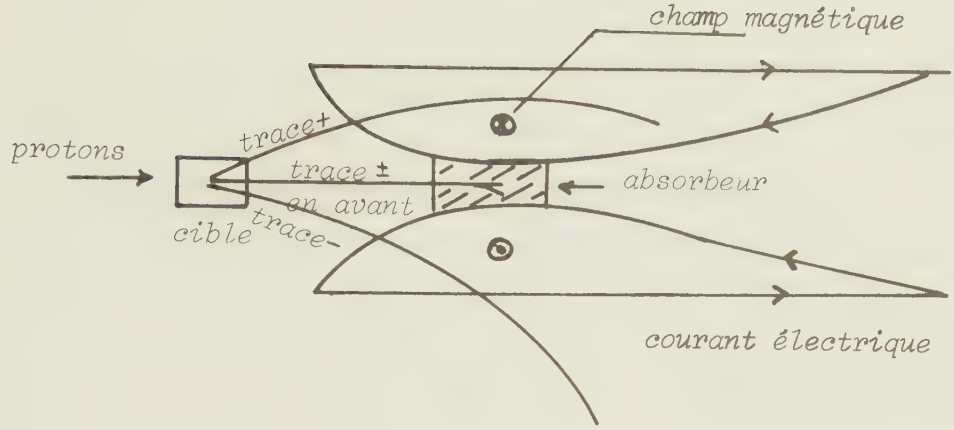
Ce faisceau est produit de la façon suivante : toute l'intensité du synchrotron à protons (jusqu'à 10^{13} protons par cycle) est envoyée sur une cible où sont crées des particules secondaires ; pour obtenir un faisceau de neutrino on focalise les π^+ et K^+ à l'aide d'une corne et on laisse ceux-ci se désintégrer dans un tunel ; les neutrinos produits sont filtrés par un blindage qui arrête les hadrons restant dans le faisceau, ainsi que les muons produits en même temps que les neutrinos dans la désintégration des π^+ et K^+. La chambre à bulles est placée derrière le blindage.

2.- LA COMPOSITION DU FAISCEAU (Ref. II.1)

Les neutrinos sont produits au cours de la désintégration des hadrons produits au niveau de la cible par les intéractions de protons, puis au cours de la désintégration des muons provenant de la désintégration de ces mêmes hadrons. Les modes de désintégration mis en cause sont essentiellement :

Flux de	(A) ν_μ	(B) $\bar{\nu}_\mu$	(C) ν_e	(D) $\bar{\nu}_e$
reactions sources	1. $\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu$ 2. $K^+ \to \mu^+ \nu_\mu$	1. $\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$ 2. $K^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$	1. $\mu^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ 2. $K^+ \to e^+ \pi^\circ \nu_e$ 3. $K^\circ \to e^+ \pi^- \nu_e$	1. $\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ 2. $K^- \to e^- \pi^\circ \bar{\nu}_e$ 3. $K^\circ \to e^- \pi^+ \bar{\nu}_e$

La corne magnétique selectionne les particules de signe positif, quand l'on desire un flux de neutrinos. Cependant les particules émises à très petit angle par rapport au faisceau ne passent pas à travers la corne. Pour purifier le faisceau, un absorbeur est placé au centre de la corne, qui fonctionne alors selon le shema suivant :



La mesure des flux est faite de façon indirecte : un programme simule ce qui se passe au niveau de la cible et de la corne à partir de données sur la production de particules sur la cible ; il permet de calculer la distribution spatiale et le spectre en énergie de chaque type de neutrino produit. Ceci est calibré par le flux de muons dans le blindage, qui est mesuré à l'aide de détecteurs répartis à l'intérieur de celui-ci.

Pour le faisceau neutrino, le résultat des calculs est illustré par la figure II.1. On peut en particulier calculer la proportion de ν_e et $\bar{\nu}_e$ en fonction de l'énergie.

E_ν (GeV)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Flux de ν_e / Flux de ν_μ	4.2 10^{-3}	2.8 10^{-3}	4.0 10^{-3}	7.0 10^{-3}	1.3 10^{-2}	2.5 10^{-2}	3.7 10^{-2}	3.0 10^{-2}	2.1 10^{-2}	1.3 10^{-3}	1.5 10^{-3}	4.7 10^{-3}
Flux de $\bar{\nu}_e$ / Flux de ν_μ	2.1 10^{-4}	1.3 10^{-4}	2.0 10^{-4}	3.7 10^{-4}	6.7 10^{-4}	1.1 10^{-3}	1.58 10^{-3}	1.1 10^{-3}	6.0 10^{-4}	$<5\,10^{-4}$	$<5\,10^{-4}$	$<5\,10^{-4}$
Flux de $\bar{\nu}_\mu$ / Flux de ν_μ	5.6 10^{-3}	4 10^{-3}	4.2 10^{-3}	4.7 10^{-3}	5.6 10^{-3}	6.6 10^{-3}	6.6 10^{-3}	4.0 10^{-3}	3.3 10^{-3}	2.8 10^{-3}	2.2 10^{-3}	2.0 10^{-3}

3. - LES CARACTERISTIQUES DE LA CHAMBRE (Ref. II.2)

La chambre à bulles Gargamelle a la forme d'un cylindre allongé de 4.80 m de long et 94 cm de rayon. Dans l'expérience actuelle elle était remplie de fréon CF_3Br, dont les caractéristiques sont les suivantes :

densité : 1.49
longueur de radiation : 11 cm

Notons que ce liquide présente divers avantages et quelques défauts : la haute densité permet d'avoir un très grand nombre d'interactions de neutrinos, ce qui est essentiel pour la recherche d'évènements rares, la longueur de radiation courte permet une bonne identification des gerbes d'électrons qui ne sont pas confondues avec les autres traces. Cependant nous verrons que des ambiguités entre électrons et gamma viendront du fait du développement très rapide des gerbes electromagnétiques.

La longueur d'interaction assez courte* permet de séparer les muons qui interagissent très rarement avec la matière, des hadrons. En contrepartie, la cible est faite de noyaux lourds ce qui interdit un ajustement cinématique de l'interaction neutrino elle-même ; les précisions de mesure sont également limitées (les erreurs sur l'impulsion des hadrons sont généralement de l'ordre de 20 %)

Volume visible et volume fiduciaire (Ref. II.3)

La chambre est détendue pendant le passage du faisceau, puis, après une milliseconde environ, les flashes sont déclenchés et la photo est prise par chacune des huit caméras situées en deux rangées de quatre le long de la chambre. Tout le volume de la chambre est sensible, mais on appelle volume visible la partie de la chambre où les points sont

*La longueur d'interaction varie selon la particule considérée : ~60cm pour les protons, de 50 à 80cm pour les $\pi^{\pm}$, plus de 1m pour les K^{+}.

corectement reconstruits par deux caméras.

Ce volume visible est approché par un cylindre de section elliptique fermé aux deux extrémités par des demi-ellipsoides, de volume 7 m^3. A l'intérieur de ce volume visible, un volume fiduciaire a été défini : seules les interactions ayant lieu à l'intérieur de ce volume sont prises en considération, de façon a assurer une mesure correcte de l'évènement, une détection des gammas et un filtrage des muons efficaces, et à diminuer le bruit de fond de neutres entrants, soit par l'avant soit par les flancs de la chambre.

Le volume fiduciaire est représenté par un cylindre de volume $\simeq 3$ m^3. (Figure II.2).

4.- LE DEROULEMENT DES EXPERIENCES

La prise de clichés s'est déroulée en plusieurs périodes, situées pendant les années 1971, 1972 et 1975, que nous regrouperons en 3 lots :

. le premier lot est le lot de référence : sur cette partie de la statistique, tous les évènements ont été relevés et la mesure des sections efficaces a été faite. Ce lot a également été analysé pour la production de particules étranges et cette étude a fait l'objet d'une première publication. (Ref. II.4).

. Le second lot n'a été dépouillé que pour la recherche de particules charmées sous la forme d'évènements avec électron et particule étrange.

. le troisième lot est l'ensemble des clichés pris en 1975 : l'intensité de l'accélérateur à protons était beaucoup plus élevée et ce lot correspond à un bien plus grand nombre d'interactions de neutrinos. Ce lot a été dépouillé uniquement pour les particules étranges, les électrons ou les deux à la fois.

Le flux de neutrinos étant calibré par le flux de muons à travers le blindage, il est possible de connaître le flux de neutrinos dans la chambre pour chacun de ces lots,

que nous exprimerons en nombre d'interactions "courant chargé*" (CC) ayant eu lieu dans le volume fiduciaire.

	equivalent CC	physique faite
Statistique I	6 129	Lot de référence courants neutres, sections efficaces, ν_e, particules étranges, μ e V°.
Statistique II	2 380	μ e V°
Statistique III	32 500	particules étranges, charme, ν_e, courant neutre leptonique

* Nous appelons courant chargé un candidat à la réaction

$$\nu + N \rightarrow \mu^- + \ldots$$

c'est à dire, ayant un candidat μ^-

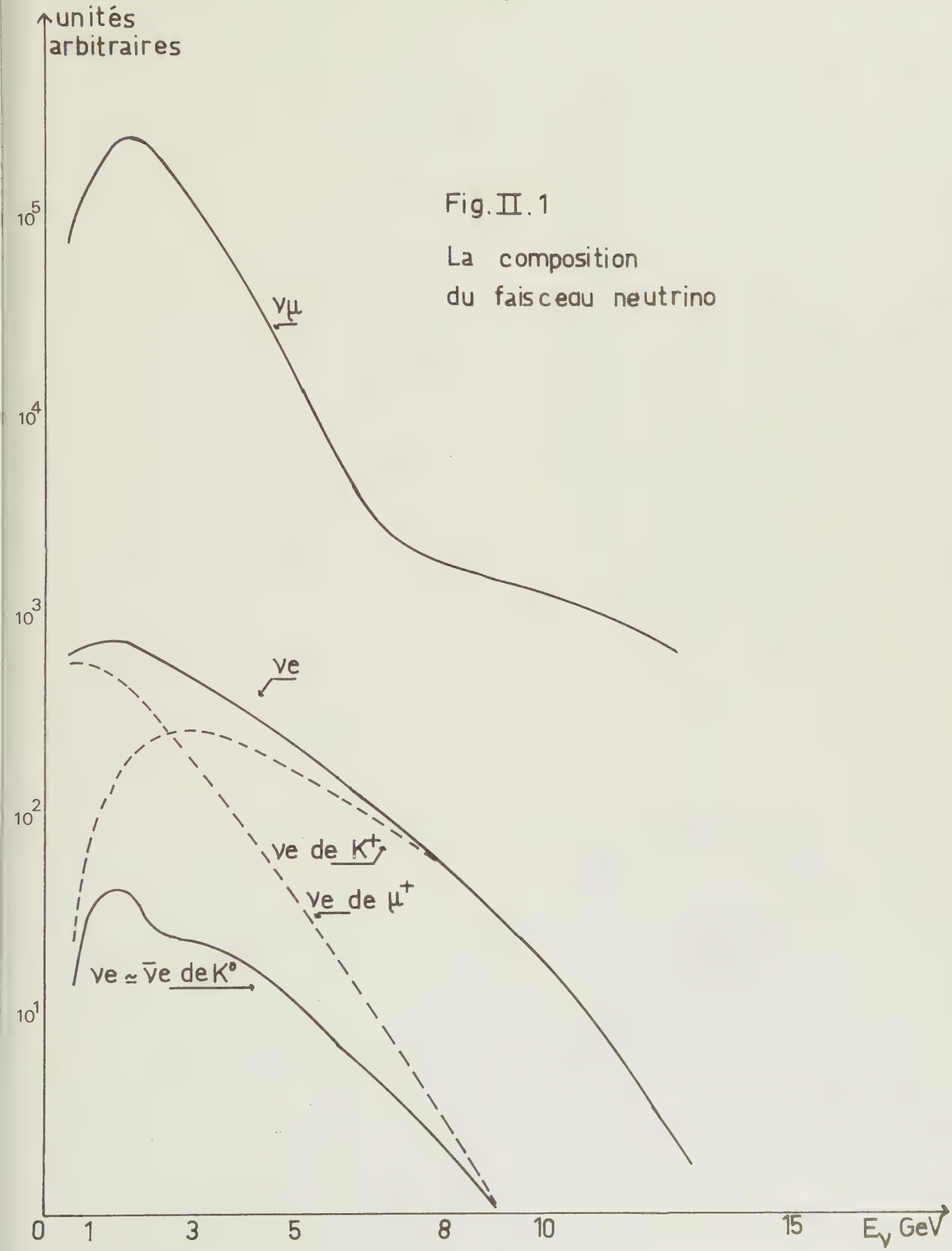


Fig. II. 1

La composition du faisceau neutrino

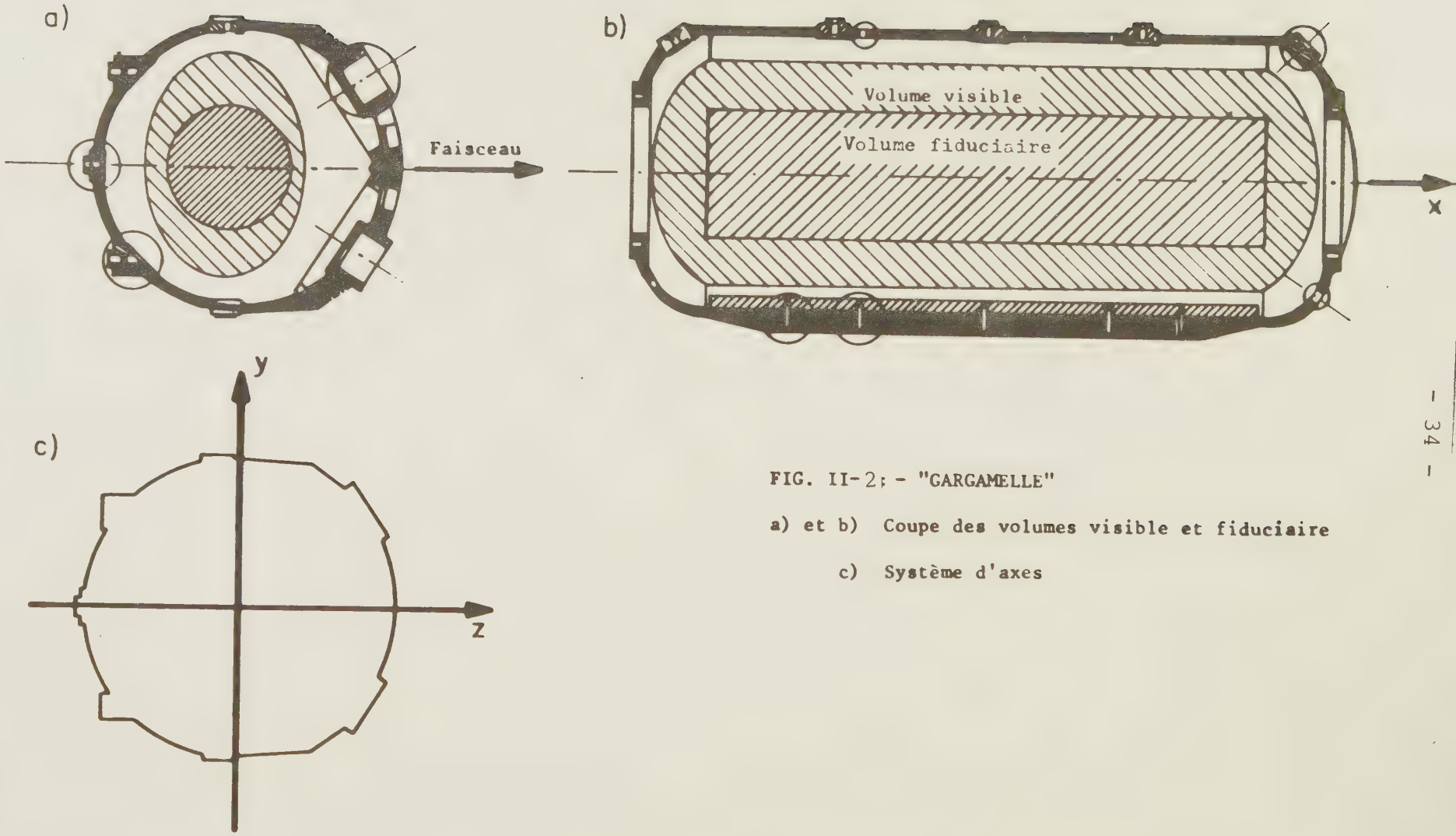


FIG. II-2 : - "GARGAMELLE"

a) et b) Coupe des volumes visible et fiduciaire

c) Système d'axes

CHAPITRE III

LA SELECTION DES EVENEMENTS

Notre chambre à bulles étant particulièrement adaptée pour cela, nous allons rechercher dans les 40.000 interactions de neutrinos dont nous disposons quelques évènements rares, par lesquels la production de particules charmées peut le manifester : ce sont les deux canaux suivants :

$$\nu + \text{Nucléon} \rightarrow \mu^- + C + \ldots$$
$$\hookrightarrow e^+ + \nu_e + \ldots$$

$$\nu + \text{Nucléon} \rightarrow \mu^- + C + \ldots$$
$$\hookrightarrow \text{particule étrange}$$

Nous allons donc sélectionner les évènements neutrino où il y a un électron, ou une particule étrange, ou les deux à la fois.

1.- LES CRITERES DE DEPOUILLEMENT

Nous demandons à l'équipe de dépouillement de relever les évènements présentant les topologies suivantes :

a) Evènement avec un électron ou vertex

Pour éviter toute confusion, et aussi dans le souci de perdre le moins d'évènements possible, nous demandons que soit relevé tout évènement avec une gerbe électronique attachée au vertex (paire de Dalitz, électron de signe + ou - ou indéterminé) ou même assez proche du vertex (moins de six millimètres en projection sur les tables de dépouillement); nous exigeons cependant que l'électron soit d'énergie suffisante pour avoir déposé une gerbe de plus de six centimètre en projection sur la table de dépouillement, ce qui correspond à des gerbes d'énergie supérieure à 60 MeV environ. (Toutes ces longueurs sont à mesurer sur la vue où elles sont les plus grandes).

b) Evènement avec particule étrange

Nous détectons les particules étranges par leurs désintégrations, et essentiellement les modes suivants :

V° : $K^\circ \rightarrow \pi^+\pi^-$ $\qquad$ $\Lambda^\circ \rightarrow p\pi^-$

K^+ : $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$ $\qquad$ ou $\qquad$ $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^\circ$ à l'arrêt

e ou γ isolé

évènement à n traces
+ électron ou γ

cas où l'électron est
à une distance de
moins de 6 mm

V° sur un évènement
à N traces

V° sur un simple proton

V° sur 2 γ

V° et un γ

FIG. III.1 : Quelques exemples de configurations recherchées

Notre étude se limite volontairement à la recherche de particules charmées qui se désintègrent en particules d'étrangeté négative - par exemple par le diagramme suivant :

Nous n'avons pas cherché les K^+ mais seulement les évènements avec un V°, quelle que soit la configuration de l'interaction primaire.

La figure III.1 montre un exemple de quelques configurations recherchées. Notons que seules ces configurations étaient recherchées, et que la plupart des interactions de neutrinos n'ont pas été relevées.

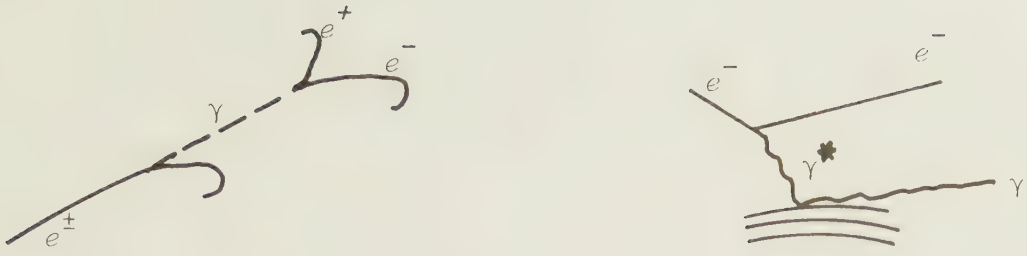
2.- LA SELECTION DES EVENEMENTS AVEC ELECTRON

Soulignons tout d'abord qu'il s'agit du point le plus délicat de cette expérience. Rappelons quels sont les processus en jeu.

Supposons tout d'abord que nous produisons un électron dans l'interaction de neutrino. Cet électron va se déplacer dans le liquide de la chambre en interagissant avec les atomes qu'il rencontre. Il pourra alors :

- émettre un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

$$e^{\pm} + Z \rightarrow e^{\pm} + Z + \gamma$$

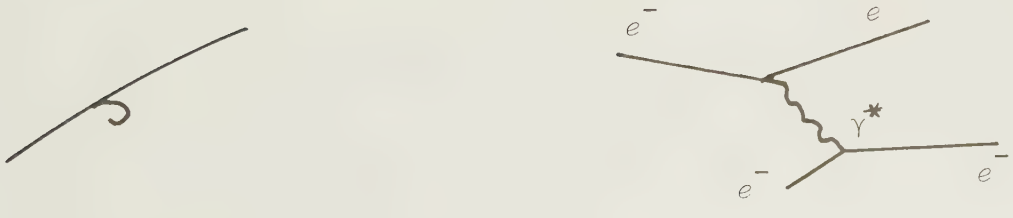


- émettre directement une paire e^+e^- (trident)

$$e^{\pm} + Z \rightarrow e^{\pm} + Z + e^+ + e^-$$

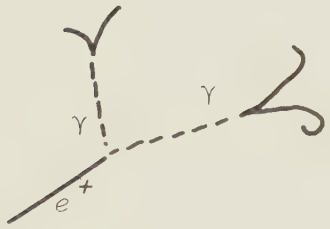
- interagir avec un électron du liquide (rayon δ)

$$e^{\pm} + e^- \rightarrow e^{\pm} + e^-$$



- un positron pourra de plus s'annihiler :

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma\gamma$$



Supposons que nous avons créé un photon. A notre énergie (de 20 MeV) à 2 GeV) deux processus sont dominants :

- la création d'une paire par interaction avec un atome (gamma)

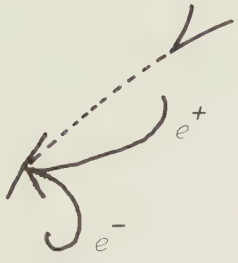
$$\gamma + Z \rightarrow e^+ + e^- + Z$$

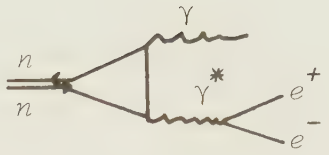
- l'interaction avec un électron du liquide (effet Compton)

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$$

Mentionnons enfin la désintégration du π° en γe^+e^- (paire de Dalitz)

$$\pi^\circ \rightarrow \gamma e^+e^-$$





Tout ceci fait que dans un certain nombre de cas, la distinction entre un électron et une paire provenant d'un photon est délicate : comment par exemple distinguer le cas d'un positron créant un rayon δ près du vertex dont il est issu, d'un photon matérialisé très près du vertex en une paire asymétrique ?

Pour pouvoir décider objectivement, nous avons décidé de critères -qui sont ce qu'ils sont, mais qui nous permettront par la suite de calculer un bruit de fond et une perte de signal de façon quantitative.

- la distance entre le vertex neutrino et la première bulle de la trace du candidat électron doit être inférieure à une longueur l_o,

- s'il y a au vertex une deuxième trace qui pourrait provenir de la matérialisation du même photon ou d'une paire de Dalitz, sa longueur doit être inférieure à l_1,

- le long de la trace, le premier accident doit intervenir après une distance l_2 -c'est-à-dire qu'on doit pouvoir dire qu'il

n'y a qu'une particule sur une distance l_2 à partir du vertex.

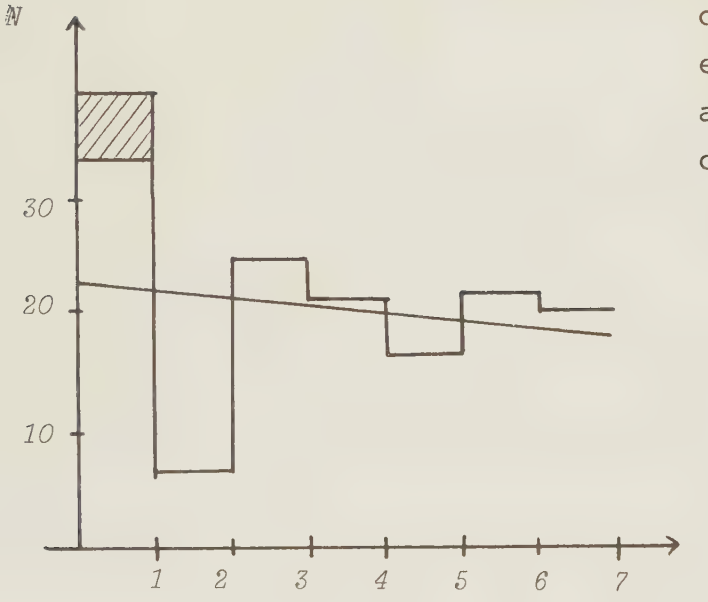
- pour éliminer le bruit de fond de π^+ de basse énergie, qui se désintègre et simule aussi un électron,

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ ($E\mu^+$ = 30 MeV, on ne le voit pas)
$\rightarrow (e^+ \nu\nu)$

Nous exigeons que l'énergie de l'électron soit supérieure à 200 MeV, et qu'il y ait au moins un photon de bremsstrahlung matérialisé. Il nous reste à fixer l_o, l_1, l_2.

DETERMINATION DE l_o

Il nous faut connaître pour cela la distance au vertex à partir de laquelle on peut dire qu'un électron est détaché de ce vertex. Nous avons mesuré la distance de conversion de photons ordinaires



en projection sur la table de dépouillement

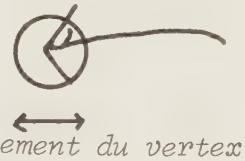
FIG. III.2

Nombre de gammas en fonction de leur distance au vertex.

On voit que le résultat obtenu est compatible avec la décroissance théorique sauf dans les deux premiers millimetres. Cet effet est dû au fait que les gammas situés à moins de 2 mm du vertex sont considérés comme attachés au vertex. Les électrons ne nous posent par ailleurs aucun problème, et nous prenons l_o = 2mm (en projection sur la vue où cette distance est la plus grande).

DETERMINATION DE l_1

Nous devons choisir une longueur suffisante pour tenir compte de la dimension des vertex sur les photos : une deuxième branche de gamma peut se cacher dans l'encombrement du vertex. L'expérience nous conduit à prendre l_1 = 5 mm



encombrement du vertex

DETERMINATION DE l_2

Il faut ici une distance suffisante pour pouvoir décider si une trace a été produite par une ou deux particules. Encore une fois l'expérience nous conduit à choisir l_2 = 5 mm.

Remarquons que le choix de ces coupures est quelque peu arbitraire. L'essentiel est que nous puissions par la suite calculer bruit de fond et perte de signal d'une façon quantitative.

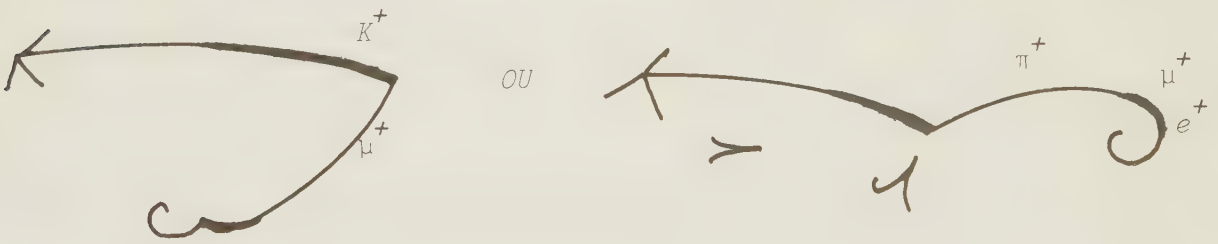
3.- SELECTION DES PARTICULES ETRANGES

a) Sélection des candidats

Est appelé V° et mesuré, tout apex à 2 branches tel que :

- les deux branches ne sont pas clairement du même signe,
- la ligne de vol -ligne qui joint l'apex du V° au vertex neutrino-, passe entre les deux branches sur toutes les vues,
- l'apex du V° et le vertex du neutrino sont visibles sur la même vue; après la mesure, ces évènements sont recueillis sur une bande magnétique et prêts pour l'analyse.

Pour tous ces évènements, on indique aussi la présence d'un K^+ soit à l'interaction primaire soit à l'interaction d'une des traces issues du vertex. Le K^+ est détecté par sa désintégration à l'arrêt, par exemple :



$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ $\qquad$ $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^\circ$

b) Le "fit" des V° (Ref. III.1)

Une fois la mesure des candidats V° effectuée il faut vérifier que ces candidats sont compatibles avec la désintégration en deux corps d'une particule étrange neutre :

$$\Lambda^\circ \rightarrow p\pi^-$$

$$K^\circ \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

Dans 30% des cas environ les deux hypothèses sont d'ailleurs possibles, car la particule positive est ambigue (trace qui interagit, sort de la chambre ...). Pour résoudre ces ambiguités et pour éliminer le bruit de fond d'étoiles de neutrons, nous avons recouru à une méthode d'ajustement cinématique (fit) : pour chaque V°, nous mesurons les quantités suivantes : θ , ϕ , angles polaires de la direction de la particule neutre, θ_+, ϕ_+, p_+ , (θ_-, ϕ_-, p_-) angles polaires et impulsion de la branche positive et négative du V°. Nous appelerons $\{x\}$ ces huit variables, et $\{x_m\}$ les quantités mesurées.

Pour définir totalement un neutre et sa désintégration, il suffit cependant de 5 paramètres : p, θ, ϕ de la particule incidente, et θ^* et ϕ^* qui sont les angles de la désintégration dans le centre de masse (Fig. III.3 et III.4) nous appelerons $\{\alpha\}$ ces cinq variables.

La donnée d'un α correspond à un point x, mais à l'espace des α correspond une hypersurface S de dimension 5 dans l'espace des x. Le point mesuré, x_m n'est généralement pas sur cette hypersurface, à cause des erreurs de mesure. L'ajustement consiste à trouver le point de l'hypersurface le plus vraisemblable, compte tenu des erreurs de mesure.

Dans la pratique, on choisit des variables x dont les erreurs sont à peu près gaussiennes. Ceci est vrai pour θ, ϕ, $\theta_\pm$, $\phi_\pm$ mais non pour $p_\pm$. La courbure, elle, est gaussienne, c'est à dire que 1/p est gaussien. Le point le plus vraisemblable est alors celui qui minimise le χ^2

$$\chi^2(\alpha) = \left(x_m - x(\alpha)\right)^t \; G^{-1} \left(x_m - x(\alpha)\right)$$

où G^{-1} est la matrice des variances et covariances associée aux erreurs de mesure. Nous avons négligé les corrélations entre les x_m^i, ce qui fait que cette matrice est diagonale.

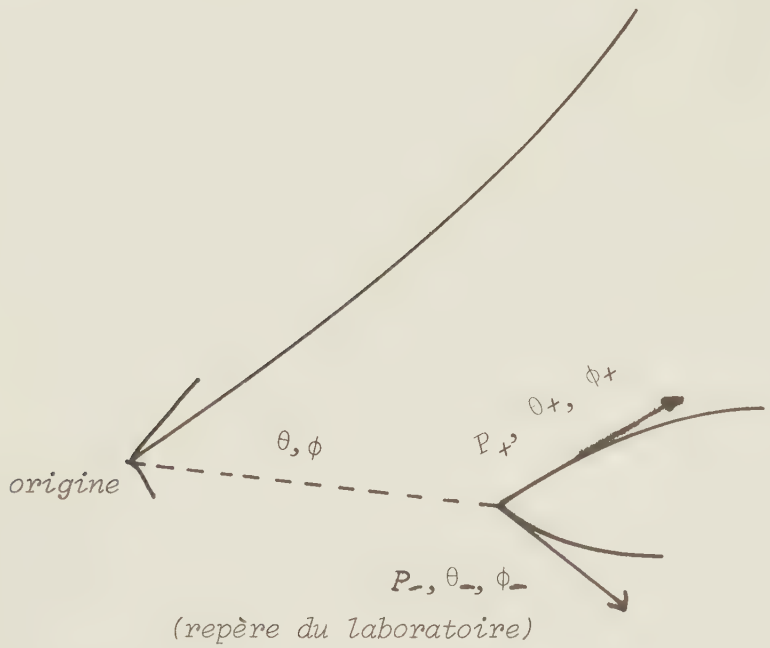


FIG. III.3. Les 8 quantités mesurées

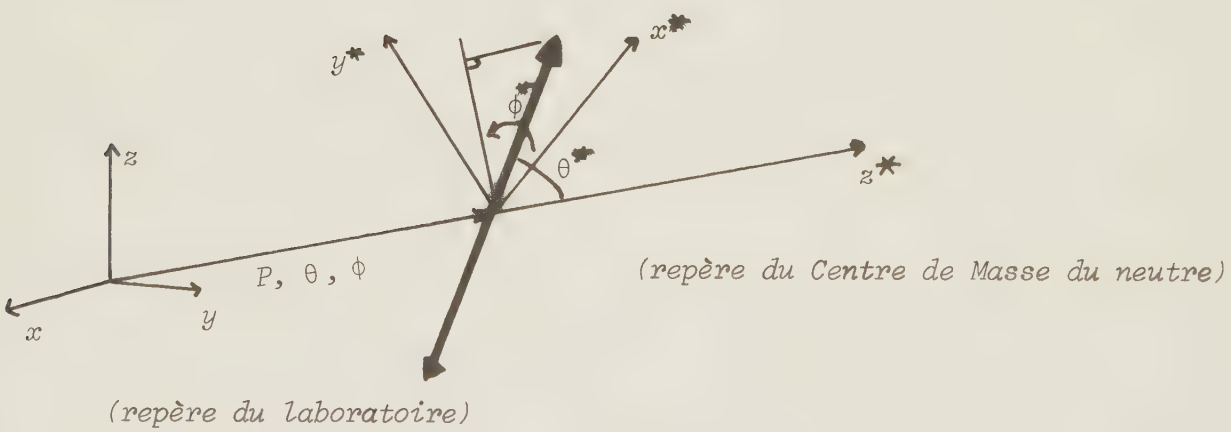


FIG. III.4 - Les 5 quantités suffisantes pour définir
la désintégration d'un neutre en deux corps

$\{\alpha_{min}\}$ est calculé par itération, et la distance de $\{x_m\}$ à la surface S est mesurée par la probabilité de χ^2, qui est la probabilité qu'un vrai V° aurait eue de tomber plus loin de S que $\{x_m\}$.

c) Traitement statistique des ambigus

Une fois ceci fait, il nous reste un certain nombre d'évènements qui ont une bonne probabilité de χ^2 pour les 2 hypothèses, K° ou Λ°. Il nous faut alors calculer la probabilité qu'un K° ou un Λ° de notre expérience aurait eue d'être mesuré en $\{x_m\}$.

La probabilité d'avoir à la fois $\{\alpha\}$ et $\{x_m\}$ est

$$\frac{1}{\sqrt{\|G^{-1}\|}} \; e^{-\frac{\chi^2}{2}} \; P(\alpha) \; d\alpha \; dx_m$$

où $P(\alpha)$ est la densité de probabilité à priori d'avoir un V° au point α . La probabilité de x_m pour chaque hypothèse est alors

$$P(x_m) = (\| G^{-1} \|)^{-\frac{1}{2}} \int e^{-\frac{\chi^2}{2}(\alpha)} \; P(\alpha) \; d\alpha$$

Nous avons pris une distribution $P(\alpha)$ plate, ne connaissant à priori ni le spectre en impulsions ou en moment transverse, ni la polarisation, de nos V° ; l'intégration a été faite numériquement.

Nous avons tenu compte de la longueur de vol l, en multipliant $P(x_m)$ par :

$$P(l) = \frac{1}{l_o} \; e^{-\frac{l}{l_o}} \qquad \text{où} \qquad l_o = \frac{P}{M}^{\text{fitté}} \; C\tau$$

dans chaque hypothèse.

Nous avons ainsi calculé les probabilités que notre évènement soit un K° ou un Λ°, P_K et P_Λ .

Voyons comment ceci nous permet de calculer le nombre total de K° et de Λ° dans le lot final (Ref. III.2)

Soient K et Λ le nombre moyen de K° et de Λ° contenus dans le lot. La probabilité d'avoir observé les $\{x_m^i\}$, $i = 1, N$, N étant le nombre total de V°, est :

$$\frac{1}{N\,!}\; e^{-(K+\Lambda)} \prod_{i=1}^{N} \left[K\, P_K^i\,(x_m^i) + \Lambda\, P_\Lambda^i\,(x_m^i)\right] dx^i$$

la fonction de vraisemblance est

$$\mathcal{V} = \frac{1}{N\,!}\; e^{-(K+\Lambda)} \prod_{i=1}^{N} \left[K\, P_K^i\,(x_m^i) + \Lambda P_\Lambda^i (x_m^i)\right]$$

Cette fonction dépend des deux paramètres K et Λ, et nous devons chercher l'extremum, $\frac{\partial \mathcal{V}}{\partial K} = \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \Lambda} = 0$

On montre alors que K et Λ vérifient les équations :

$$K = \sum_{i=1}^{N} \frac{K\, P_K^i}{K P_K^i + \Lambda P_\Lambda^i}$$

$$\Lambda = \sum_{i=1}^{N} \frac{\Lambda\, P_\Lambda^i}{K P_K^i + \Lambda P_\Lambda^i}$$

qui vérifient évidemment $\Lambda + K = N$. Nous voyons ainsi que la quantité

$$\frac{\Lambda\, P_\Lambda^i}{K\, P_K^i + \Lambda P_\Lambda^i}$$

est le poids à donner à l'hypothèse Λ° pour l'évènement i.

d) Coupures sur les V°

De façon à éliminer le bruit de fond d'étoiles de neutrons simulant un V°, nous avons appliqué les coupures suivantes :

Nous avons rejeté les V° qui ont un temps de vol supérieur à trois vies moyennes. En effet les neutrons ont une longueur d'interaction de 60 cm environ, et les Λ° de 1 GeV un parcours moyen de 7 cm. En coupant à 3 vies moyennes, nous retenons 95% des V° et 28% des neutrons de 1 GeV. Nous éliminons aussi la plus part des interactions indépendantes de l'évènement.

Nous avons, de plus rejeté tous les V° ayant une probabilité de χ^2 inférieure à 1%. Si tous les évènements étaient bien mesurés et les erreurs bien estimées, seulement 1% des vrais V° seraient ainsi rejetés. Certains évènements sont difficilement mesurables, ce qui fait qu'une proportion plus grande de vrais V° est coupée. Nous verrons comment estimer le nombre de V° ainsi rejetés.

4.- LE LOT D'EVENEMENTS FINAL

a) le lot brut

Après la sélection et la mesure des évènements, et les coupures indiquées, nous distinguons les interactions "courant chargé" et "courant neutre" par la présence ou non d'un candidat muon : trace négative quittant la chambre sans interaction, ou s'arrêtant dans la chambre en se désintégrant ou en ne donnant pas d'étoile de capture nucléaire.

Nous obtenons alors les nombres d'évènements suivants :

Type d'évènements	Nombre	Statistique considérée
$\mu^- e^+ V^\circ + \ldots$	3	I + II + III
$\mu^- e^+ + \ldots$	18	III
$\mu^- e^- + \ldots$	26	III
$e^- V^\circ + \ldots$	6	I + III
$e^+ + \ldots$	4	III
$e^+ + V^\circ + \ldots$	0	I + III
$\mu^- e^- V^\circ + \ldots$	0	I + III
$\mu^- V^\circ + \ldots$	192	III
$V^\circ + \ldots$	75	III

b) Efficacité de dépouillement

Nous avons effectué deux dépouillements indépendants des mêmes films avec les mêmes critères, ce qui nous permet de calculer l'efficacité de dépouillement.

Nous séparons dans notre lot trois catégories d'évènements : les évènements avec un électron au vertex, les évènements avec un V°, les évènements avec les deux à la fois. Pour les deux premières catégories nous pouvons calculer une

efficacité de dépouillement, car nous disposons d'un lot d'évènements assez important : pour les électrons, on trouve

$$P_e = (95 \pm 5)\%$$

et, pour les évènements avec V° :

$$P_{V^\circ} = (96 \pm 2)\%$$

Pour les évènements avec electron et V°, nous pourrions supposer que la probabilité qu'un évènement de ce type ne soit pas vu est égale à la probabilité que ni l'électron ni le V° ne soient vus. Il s'avère cependant que des factures indépendants de la topologie de l'évènement interviennent dans l'efficacité de dépouillement. C'est pourquoi nous préférons supposer que l'efficacité est au moins aussi bonne que pour les évènements avec V° :

$$P_{eV^\circ} \gtrsim P_{V^\circ} = (96 \pm 2)\%$$

c) Efficacité du traitement cinématique pour les V°

Il se peut qu'un vrai V° n'obtienne pas une probabilité de χ^2 supérieure à 1%, ou que la procédure d'ajustement diverge : ceci peut être dû à des erreurs mal estimées sur les traces ou les points (certains vertex sont cachés par un grand nombre de protons de basse énergie) ; un V° peut aussi avoir subi une interaction élastique avant de se désintégrer, ou l'une des branches interagi très rapidement ...

Pour estimer cette efficacité, nous avons considéré les évènements où il y a deux particules étranges reconnues. (2V°, ou K^+ et V°). Pour ces évènements, nous avons une grande confiance que le V° soit un vrai V° : la probabilité pour que dans un évènement avec K^+ reconnu, un neutron simule un V°, est du même ordre de grandeur que la probabilité pour qu'un neutron simule un V° dans un évènement ordianire ; nous avons une statistique de 32.500 évènements et, après coupure

à 3 vies moyennes, 280 évènements avec 1 candidat V°, c'est-à-dire environ 1%, et une petite proportion seulement sont des neutrons.

Or nous obtenons les résultats suivants :

K^+ V°	le V° est coupé	: 3
	le V° n'est pas coupé	: 34
V° V°	les 2 V° sont coupés	: 0
	1 seul est coupé	: 0
	aucun n'est coupé	: 17

En appelant ici V° coupé un V° dont la probabilité de χ^2 est inférieure à 1%.Ce qui nous donne une probabilité qu'un vrai V° soit reconstruit de :

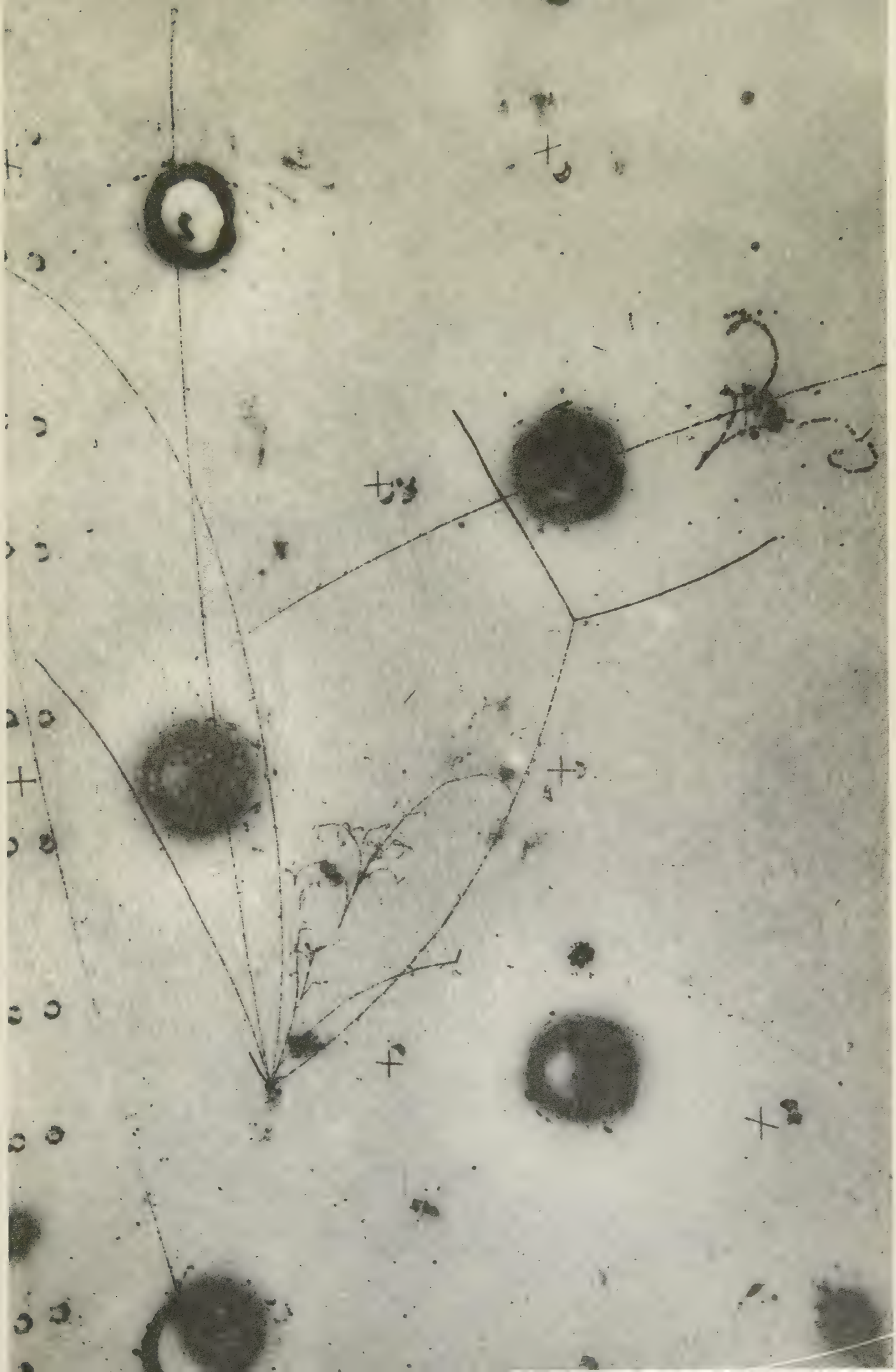
$$P_{rec} \gtrsim (93 \pm 3)\%$$

05459

Faisceau de neutrinos

au recto : un évènement $\mu^- e^+ V^\circ$ +...
l'évènement N°3

ci-contre : un évènement $\mu^- e^+$ + ...



CHAPITRE IV

MISE EN EVIDENCE D'EVENEMENTS $\mu^- e^+ \Lambda^\circ$ +...

ET $\mu^- e^+$ +...

1.- CALCUL DU NOMBRE D'EVENEMENTS ATTENDUS DANS LES DIFFERENTES CATEGORIES

Nous allons calculer le nombre d'événements attendus dans chacun des canaux précédents, issus de sources trivales : la production d'électron à un vertex neutrino peut être due à :

-la production d'un vrai électron par un ν_e ou $\bar{\nu}_e$,

-le production d'une paire de Dalitz asymétrique ou d'un compton ou d'un gamma asymétrique qui se matérialise près du vertex,

-la désintégration en vol d'un K^+ .

Pour la pluspart de ces calculs nous allons nous

servir du lot d'événements de référence (Statistique I correspondant à 6129 événements "courant chargé" neutrino, et une statistique de 2430 "courants chargés" dans les films d'antineutrinos).

A) Bruit de fond pour les événements $\mu^- e^+ V^\circ + \ldots$

Nous allons considérer trois origines possibles du bruit de fond :

-un événement $\bar{\nu}_e$ produit à la fois un V° et un candidat muon. Nous disposons de 4 événements $\mu^+\mu^- V^\circ$ produits dans le faisceau antineutrino. Nous supposons alors -comme nous le ferons continuellement par la suite - l'universalité e-μ , c'est-à-dire, ici, que les sections efficaces de $\bar{\nu}_e$ et de $\bar{\nu}_\mu$ sont les mêmes. Chacun de ces événements doit être pondéré pour tenir compte du spectre légèrement différent des $\bar{\nu}_\mu$ dans le faisceau antineutrino et des $\bar{\nu}_e$ dans le faisceau neutrino par un facteur dépendant de l'énergie E :

$$\left(\frac{\phi\left[\bar{\nu}_e, \nu\right](E)}{\int \phi\left[\bar{\nu}_e\ \nu\right](E)\,dE} : \frac{\phi\ \left[\bar{\nu}_\mu,\ \bar{\nu}\right](E)}{\int \phi\ \left[\bar{\nu}_\mu,\ \bar{\nu}\right]\ (E)\ dE} \right) \frac{\phi\ \left[\bar{\nu}_e,\ \nu\right]\ (E)}{\phi\ \left[\nu_\mu\ \ \nu\right]\ (E)} = R(E)$$

($\phi\ \left[\bar{\nu}_e,\ \nu\right](E)$ est le flux de $\bar{\nu}_e$ dans le faisceau ν, à l'énergie E)

on trouve $\sum_{i=1}^{4} R(E_i) = 1.6\ 10^{-3}$

Nous obtenons alors le nombre d'évènements attendus en normalisant les statistiques, et en multipliant par le rapport des sections efficaces $\frac{\bar{\nu}}{\nu}$

$$N_1 = \sum_{i=1}^{4} R(E_i) \times \text{normalisation} \times \frac{\sigma\ (\bar{\nu})}{\sigma\ (\nu)} = 1.610^{-3} \times \frac{41000}{2430} \times 0{,}38$$

l'erreur relative sur N_1 est la somme des erreurs relatives. $\sum_{i=1}^{4} R(Ei)$ n'est pas connu à mieux que 70%, parce que l'on se fonde sur 4 événements seulement, et parce que les flux de $\bar{\nu}_e$ ne sont pas connus à mieux que 20% -l'erreur sur la normalisation est négligeable, et l'erreur sur le rapport des sections efficaces de l'ordre de 2%. Nous trouvons donc :

$$N_1 = 0,010 \pm 0,007 \text{ événement.}$$

-Un "courant chargé" de ν_μ produit un V° et un gamma asymétrique rattaché au vertex.

Dans le lot de référence nous disposons de (n=25) gammas d'énergie supérieure à 200 MeV associés à des événements "courants chargés" avec V°. Il nous faut connaître la probabilité qu'un gamma donné soit asymétrique et attaché au vertex. Il est clair que ces deux conditions sont indépendantes l'une de l'autre.
La probabilité qu'un gamma soit asymétrique en donnant un électron positif, α^+, ou négatif, α^-, a été mesurée en regardant des gammas issus d'interactions "courants chargés" de neutrinos, d'énergie supérieure à 200 MeV et éloigné du vertex. Sur 1080 gammas nous avons trouvé 16 e^+ et 47e^-.
La sélection de ces e^+ et e^- a été faite selon les mêmes critères que pour les événements recherchés

$$\alpha^+ = (1,5 \pm 0,4)\ 10^{-2}$$
$$\alpha^- = (4,4 \pm 0,6)\ 10^{-2}$$

La probabilité qu'un gamma paraîsse rattaché au vertex a été mesurée de même en regardant parmi un lot de gammas ceux qui étaient à moins de l_o = 2 mm du vertex.
Sur 908 gammes nous en avons trouvé 37 attachés d'où

$$p_a = (4,1 \pm 0,7)\ 10^{-2}$$

le nombre d'événements attendus selon ce processus est alors :

N_2 = normalisation x n x p_a x α^+

$= \frac{41000}{61000}$ x 25 x 4,1 10^{-2} x 1,5 10^{-2} = 0, 10

l'erreur relative est de 20% sur les 25 événements, 16% sur p_a, 25% sur α^+ soit une erreur totale de 36%.

$N_2 = 0,10 \pm 0,4$

-Une interaction courant chargé de ν_μ produit un V° et un K^+, ce K^+ se désintègre en vol selon le mode $K^+ \rightarrow \pi^\circ\ e^+\ \nu_e$, et sa topologie fait qu'il est confondu avec un électron. Pour cela il faut :

-que la désintégration survienne suffisemment près du vertex pour que la trace soit confondue avec un électron.

-que le K^+ n'aie pas déjà interagi,

-qu'aucun des gammas du π° ne soit détecté.

dans le lot de référence, nous avons 11 événements avec K^+ et V°. La probabilité de détection du K^+ est de 1/3 environ, (nous le montrerons par la suite) ; la longueur d'interactions est de 1,10 m en moyenne, la probabilité de détection des gammas est de 85%, le manque d'efficacité étant dû essentiellement aux gammas de basse énergie. L'énergie moyenne des K^+ non détectés est supérieure à 1 GeV et la longueur de désintégration supérieure à 700 cm.

La probabilité pour qu'un électron de 1 GeV environ n'aie pas émis de photon de Bremsstrahlung au bout de 15 cm de parcours est inférieure à 1% et nous calculons le nombre de K^+ se désintégrant en vol selon le mode K^+_{e3} à moins de 15 cm.

N_3 = (normalisation) x (K^+attendus)x(Ke_3)x(en vol)x(n'ayant pas interagit)x(aucun photon détecté)

$$= \frac{41000}{6100} \times 11\left(\frac{1 - \frac{1}{3}}{\frac{1}{3}}\right) \times 0{,}05 \times \frac{15}{700} \times \left(1 - \frac{15}{110}\right) \times (1 - 0{,}85)^2$$

$$= 1{,}1\ 10^{-3}$$

Si l'on ajoute à cela le fait que l'électron de désintégration ne doit pas faire un coude trop important avec le K^+ incident, on voit que ce bruit de fond peut être négligé.

Nous attendons donc en tout

$$N = 0{,}11 \pm 0{,}04$$

événements de buit de fond.

B) Calcul du bruit de fond pour les événements $\mu^- e^- V^\circ + \ldots$, $\mu^- e^- + \ldots$, $\mu^- e^+ + \ldots$, $e^- V^\circ \ldots$, $e^+ + \ldots$

Le principe de calcul est toujours le même, aussi nous pensons fastidieux de le répéter. Les éléments dont nous disposons sont des événements du lot de référence, les rapports de flux, les probabilités p_a, α^+, α^- qu'un gamma paraîsse attaché au vertex soit asymétrique en donnant un e^+ ou un e^-. Nous pouvons résumer les nombres trouvés et la procédure de calcul dans le tableau suivant :

catégorie d'événements	Eléments nécessaires au calcul	Nombre moyen d'événements attendus
$\mu^- e^+ V^\circ$	$\mu^- \mu^+ V^\circ$ films $\bar{\nu}$, flux de $\bar{\nu}_e$ $\mu^- \gamma$ V° films ν, p_a, α^+ $\mu^- K^+ V^\circ$ films ν	$0,01 \pm 0,007$ $0,10 \pm 0,04$ $0,001 \pm 0,001$ } $0,11 \pm 0,04$
$\mu^- e^- V^\circ + \ldots$	$\mu^- \mu^- V^\circ$ films ν, flux de ν_e $\mu^- \gamma$ V° films ν, p_a, α^-	$0,40 \pm 0,15$
$\mu^- e^- + \ldots$	$\mu^- \mu^-$ films ν, flux de ν_e $\mu^- \gamma$ films ν, p_a, α^-	9 17 } $26 \pm 7,5$
$\mu^- e^+ + \ldots$	$\mu^- \mu^+$ films $\bar{\nu}$, flux de $\bar{\nu}_e$ $\mu^- \gamma$ films ν, p_a, α^+	0,5 6,0 } $6,5 \pm 2$
$e^- V^\circ + \ldots$	$\mu^- V^\circ$ films ν, flux de ν_e CN à γ et V°, films ν, p_a, α^-	$4,4 \pm 1$
$e^+ + \ldots$	$\mu^+ + \ldots$ films $\bar{\nu}$, flux de $\bar{\nu}_e$ CN à γ films , p_a, α^+	$6 \pm 1,2$
$e^+ V^\circ + \ldots$	$\mu^+ V^\circ$ films $\bar{\nu}$, flux de $\bar{\nu}_e$ CN à γ et V°, films ν, p_a, α^+	$0,10 \pm 0,02$

II.- COMPARAISON AVEC LE NOMBRE D'EVENEMENTS OBSERVES

Pour pouvoir comparer le nombre d'événements observés au nombre d'événements attendus, le mieux est de calculer la probabilité que, dans une expérience comparable à la nôtre, le nombre observé soit plus éloigné du nombre attendu que le nôtre.

Pour cela, nous supposons l'erreur sur la valeur attendue gaussienne ; c'est une bonne approximation si le nombre d'événements à partir des quels le bruit de fond a été calculé est assez grand, ce qui est le cas pour tous nos bruits de fond importants. La probabilité d'observer N événements, si on en attend A avec une erreur ΔA est

$$P(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\ \Delta A} \int_o^{+\infty} e^{-\frac{(\bar{A} - x)^2}{2\Delta\ A^2}}\ e^{-x}\ \frac{x^N}{N!}\ dx$$

ayant observé N_o événements, la probabilité de trouver un résultat plus éloigné du nombre attendu est alors :

$$P = P(N \geqslant N_o) = \sum_{N_o}^{\infty} P(N)$$

Rappelons les nombres d'événements attendus et observés :

catégorie d'événement	Nombre d'événements ATTENDUS	OBSERVES
$\mu^- e^+ V°$	0,11 ± 0,04	3
$\mu^- e^+$	6,5 ± 2	18
$\mu^- e^- V°$	0,40 ± 0,15	0
$\mu^- e^-$	26 ± 7,5	26
$e^- V°$	4,4 ± 1	6
$e^+ V°$	0,10 ± 0,02	0
e^+	6 ± 1,2	4

La probabilité que les trois événements $\mu^- e^+ V^\circ$ soient dus au bruit de fond est $2,8\ 10^{-4}$. La probabilité pour que tous les événements $\mu^- e^+$ soient dus au bruit de fond est $2,3\ 10^{-3}$. Les autres canaux coincident avec ce que nous attendons, ce qui semble indiquer que le bruit de fond est convenablement estimé.

Nous pouvons alors affirmer que les événements $\mu^- e^+ V^\circ$ et $\mu^- e^+$ proviennent d'une source nouvelle.

En particulier le signal d'événements avec $\mu^- e^+ V^\circ$ est particulièrement propre, et nous concluons que nous avons observé un nouveau type d'interaction, produisant deux leptons dans l'état final, avec une particule étrange ; ces deux leptons sont de signes opposés, et nous observons aussi de telles paires sans particules étranges.

Imaginons que la production d'un lepton de signe opposé au lepton "normal" (1 μ^-) soit indépendante de la production de particules égranges. Le taux de production de particules étranges devrait alors être le même que pour les interactions "courant chargé" ordinaires ;
sur le lot de référence, nous avons 53 "courants chargés" avec V° sur 6129 "courants chargés".

La probabilité que, dans nos événements avec deux leptons, la proportion soit seulement de 1% connue dans les événements ordinaires est de $2\ 10^{-4}$.

Ceci suggère que le même phénomène est à l'origine de la production de la particule étrange et du positron.

III.- ETUDE DES CARACTERISTIQUES DES EVENEMENTS $\mu^- e^+ V^\circ$

A) La nature du V°

Le bruit de fond étant très faible pour ce type d'événement, nous pouvons supposer que les trois événements sont dus à un phénomène nouveau, que nous allons analyser.

Tout d'abord notons la nature de la particule étrange produite : les trois événements ont une bonne probabilité de χ^2 pour les 2 hypothèses, Λ° et K°, et nous pouvons calculer la probabilité à priori que chacun soit un K ou un Λ, P_K, P_Λ .

Evénement	Probabilité de χ^2 pour l'hypothèse		Rapport des probabilités
	Λ°	K°	P_K/P_Λ
1	0,34	0,67	0,55
2	0,35	0,04	0,01
3	0,68	0,28	0,11

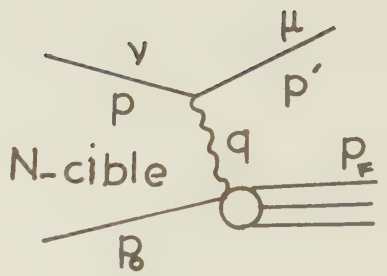
en utilisant le traitement statistique du chapitre III, nous pouvons calculer la probabilité que dans ce lot de 3 événements, il y ait L Λ°, et (3-L) K°

L =	0	1	2	3
P(L) =	4×10^{-4}	6×10^{-2}	0,27	0,67

Il y a donc au moins un Λ° dans ce lot, et, plus vraisemblablement, 3. Ceci montre que l'étrangeté apparente de l'état final est -1.

B) Analyse cinématique des événements

Soient p, p', p_o et p_f les impulsions du neutrino initial, du μ sortant, du nucleon cible et de l'état final des hadrons.



Appelons q l'impulsion transférée du neutrino incident au sytème hadronique

$$q = p - p' = (\vec{q}, \nu).$$

Les variables de Bjorken sont x et y

$$x = \frac{-q^2}{2M\nu}$$ M étant la masse du proton

$$y = \frac{\nu}{E}$$ E étant l'énergie du neutrino incident

La masse hadronique de l'état final est W :

$$W^2 = M^2 + 2M\,E\,y\,(1 - x)$$

L'analyse cinématique de nos événements n'est pas possible en principe : nous savons qu'il manque un ν_e (par conservation du nombre leptonique) dans l'état final, que la cible n'est pas un nucleon libre, mais lié dans le noyau, que des réinteractions peuvent avoir lieu à l'intérieur même du noyau.

Cependant, nous pouvons calculer des valeurs approchées des quantités cinématiques en en tenant pas compte de ces effets : E est estimée par l'énergie visible dans l'état final, p_F par l'impulsion de toutes les particules sauf le μ . Les quantités cinématiques essentielles de ces événements sont résumées dans la table (IV-1)

Evénement	Topologie	p_{μ^-}	p_{e^+}	p_{Λ°	E	ν	x	y	W	masse $\Lambda^\circ e^+$
1	$\mu^- e^+ \Lambda^\circ$ pp $\pi^- \pi^+$	0,18	0,25	1,85	3,58	4,4	0,10	0,95	2.58	1,24
2	$\mu^- e^+ \Lambda^\circ$ pp π^+	1,07	0,89	1,02	3,87	2,81	0,35	0,73	2.07	1,91
3	$\mu^- e^+ \Lambda^\circ$ p π^+	0,90	0,77	3,37	6,02	5,17	0,38	0,86	2.63	1,99

Table IV-1

Les quantités cinématiques des événements $\mu\ e^+\ \Lambda^\circ$

E est l'énergie visible issue de l'interaction du neutrino

ν est l'énergie visible des hadrons et du positron

x, y, W sont calculés à partir des traces visibles

L'étude des quantités cinématiques fait ressortir :

-ces événements ont une masse hadronique importante- supérieure à 2 GeV/c^2.

-leur énergie est supérieure à la moyenne de nos interactions neutrino (qui est de 2 GeV) , et ils sont beaucoup plus inélastiques ($y \gg 0,5$).

-la variable x, qui représente dans le modèle des partons, la proportion de l'impulsion du nucleon cible prise par le parton sur lequel a eu lieu l'interaction, n'a pas des valeurs très faibles. Pour les événement de 2 et 3, les valeurs excluent une production sur lesquarks de la "mer" (qui sont concentrés aux très petites valeurs de x)

Détaillons l'étude de la gerbe hadronique : la topologie de ces événements, si nous éliminons les nucleons reconnus,protons d'évaporation ou de réinteraction nucléaire, de basse énerge, est assez simple :

événement	1	2	3
Topologie (simplifiée)	$\mu^- e^+ \pi^- \pi^+ \Lambda^\circ$	$\mu^- e^+ \pi^+ \Lambda^\circ$	$\mu^- e^+ \pi^+ \Lambda^\circ$

l'impulsion de l'électron est généralement faible, moins que 1 GeV/c, mais l'impulsion du Λ°, elle est importante : le Λ° est toujours la particule la plus énergique de la gerbe hadronique, et emporte en moyenne la moitié de l'énergie hadronique :

$$< \frac{E_{V^\circ}}{\nu} > = 0,52 \pm 0,15$$

IV.- ETUDE DES CARACTERISTIQUES DES EVENEMENTS $\mu^- e^+$

A) Séparation du bruit de fond

Nous avons vu que nous avons 18 événements avec muon et positron au vertex, alors que nous en attendions seulement 6,5 ± 2.

Nous pouvons essayer de séparer ce signal du bruit de fond en regardant quelles sont les caractéristiques de ce bruit de fond, et en comparant avec les événements observés.

Les bruits de fond essentiels sont :

- les gammas assymétriques (6 événements attendus)
- les événements $\bar{\nu}_e$ (0,5 événement attendu)

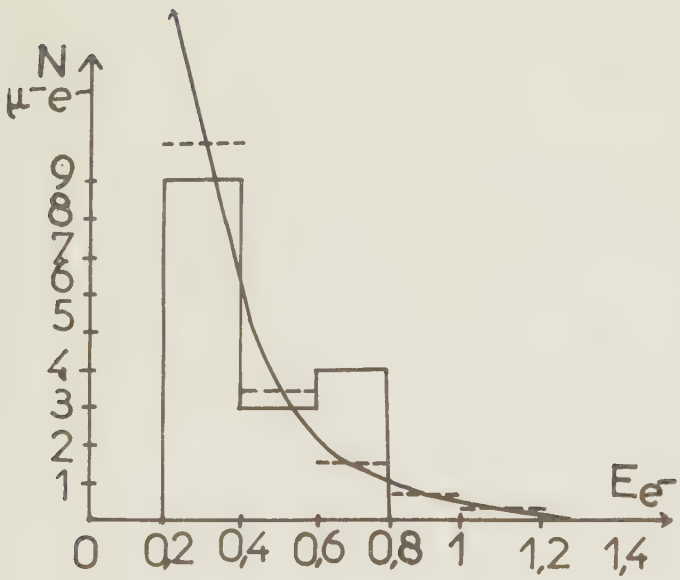
La situation est très similaire pour les événements $\mu^- e^-$: nous attendons 17 événements venant de γ assymétriques, et 9 événements ν_e. Dans les événements $\bar{\nu}_e$ et ν_e, nous attendons que l'électron soit très énergique, le μ^- étant en réalité un π^- sera alors de basse énergie (limitée à 600 ou 700 MeV). Pour séparer ces événements, nous comparons l'énergie de l'électron et celle du μ sur un diagramme à 2 dimensions (diagramme IV-2)

Nous voyons apparaître une population de $\mu^- e^-$ qui n'a pas d'équivallent pour les $\mu^- e^+$: les événements où l'impulsion de l'électron est supérieure à celle du μ, et l'impulsion du μ inférieure à 700 MeV/c.

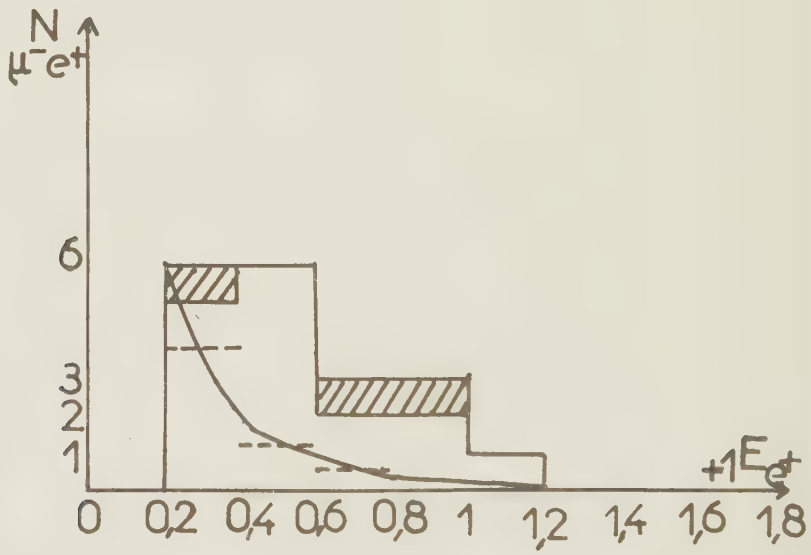
C'est cette population que nous appelons événements ν_e, et le nombre d'événements observés de ce type est compatible avec le nombre attendu.

Considérons maintenant le bruit de fond de gammas assymétriques, l'impulsion des électrons venant de cette source aura une distribution semblable à celle des gammas pour les événements ordinaires du lot de référence. Si nous comparons la distribution attendue et la distribution observée, nous voyons que pour les événements $\mu^- e^-$, une fois séparés les événements ν_e, les deux spectres sont compatibles.

Pour les événements $\mu^- e^+$ nous voyons que le bruit de fond pourrait rendre compte des événements de basse énergie. Au dessus de 400 MeV/c, par contre il apparaît un nombre beaucoup trop important d'événements :



événements $\mu^- e^-$ (sans les ν_e)



événements $\mu^- e^+$

— événements observés

--- événements attendus

//// événements $\mu^- e^+ \nu^\circ$

B) Etude cinématique des événements μ^-e^+

De même que précédemment, nous pouvons calculer pour ces événements des quantités cinématiques approchées, et comparer avec ce qui se passe pour les événements μ^-e^-, ce qui nous indique le comportement du bruit de fond.

Dans l'ensemble les propriétés des événements sont assez similaires ; la seule différence notable apparaît lorsque l'on compare l'énergie emportée par les hadrons ou la masse hadronique dans les événements μ^-e^+ et μ^-e^- à l'énergie emportée par l'électron (diagrammes IV-3 et IV-4)

Pour les événements μ^-e^-, donc pour le bruit de fond, il semble qu'il y ait une correlation entre l'impulsion de l'électron et l'énergie des hadrons : si l'on se rappelle que ces électrons viennent de photons de désintégration des π°, on comprend que l'énergie emportée par chaque photon augmente avec l'énergie des hadrons et la masse du système hadronique.
Autant que l'on puisse en juger sur notre statistique, un certain nombre d'événements μ^-e^+ n'obéissent pas à ce comportement ; il apparaît des événements en nombre important dans la région de basse énergie avec des électrons d'énergie assez élevée. Les événements $\mu^-e^+V^\circ$, quant on "oublie" le V°, se trouvent dans cette zone.
Le reste des événements se trouve dans une région de masse hadronique supérieure à 2 GeV/c^2, et les événements $\mu^-e^+V^\circ$ -y compris le V°- s'y trouvent.

A part cela, les distributions en x et y ne montrent aucune caractéristique notable. Il n'y a pas d'accumulation des événements μ^-e^+ aux très petites valeurs de x.

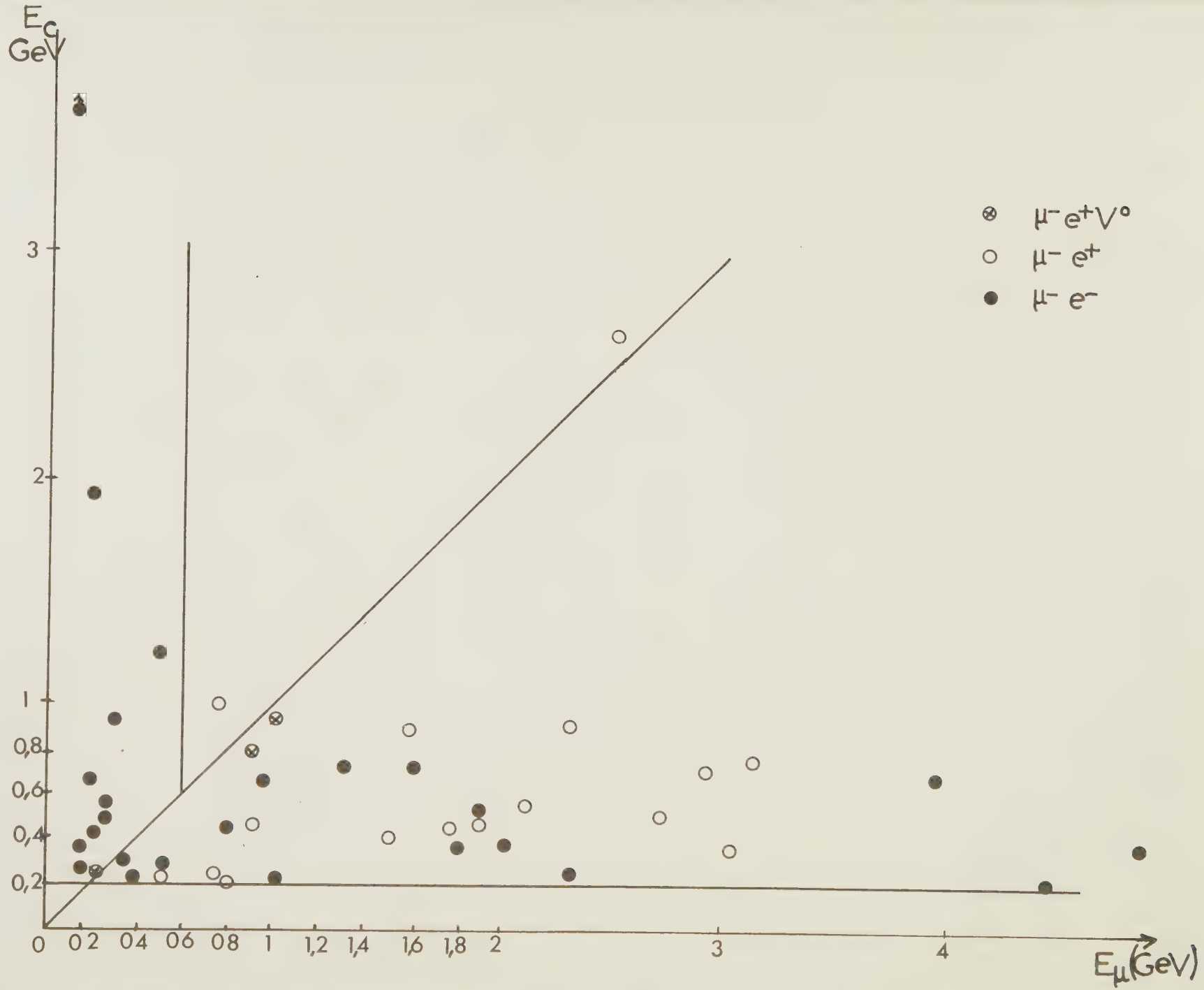


Diagramme IV-2. Comparaison de l'énergie de μ et de l'électron dans les événements μ-e

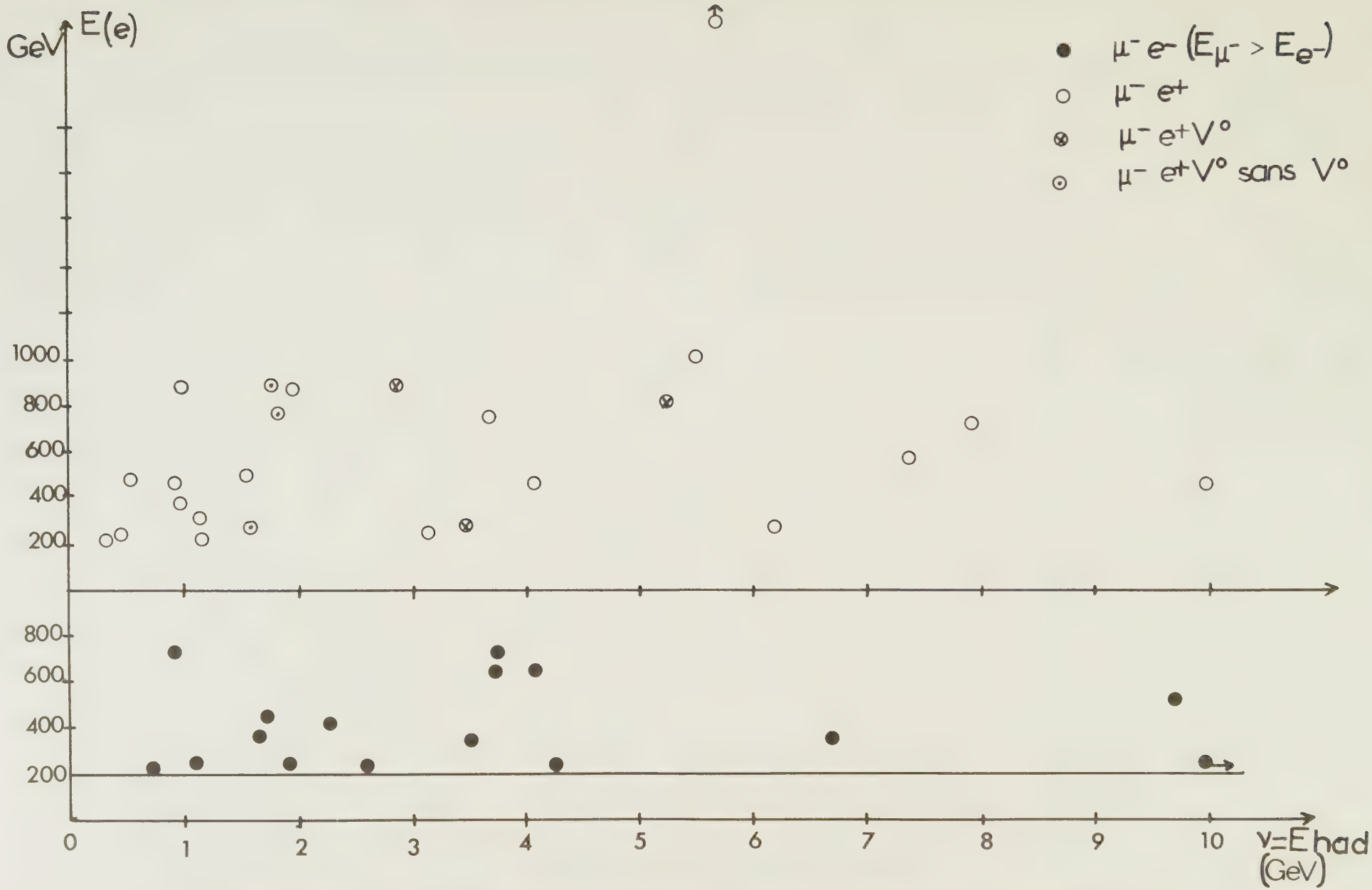


Diagramme IV-3 L'énergie hadronique visible comparée à l'impulsion de l'électron pour les événements $\mu^- e^-$ et $\mu^- e^+$

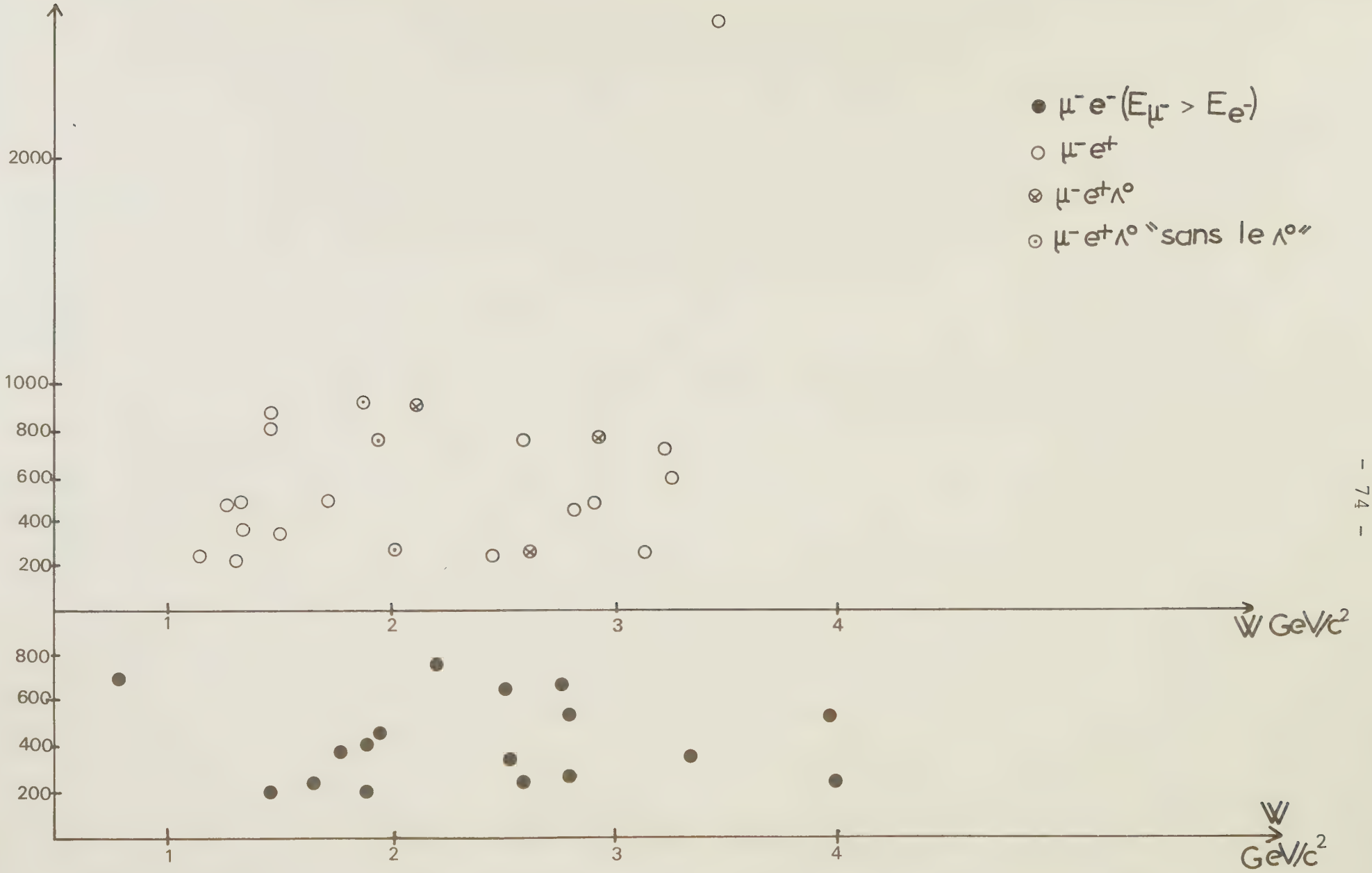
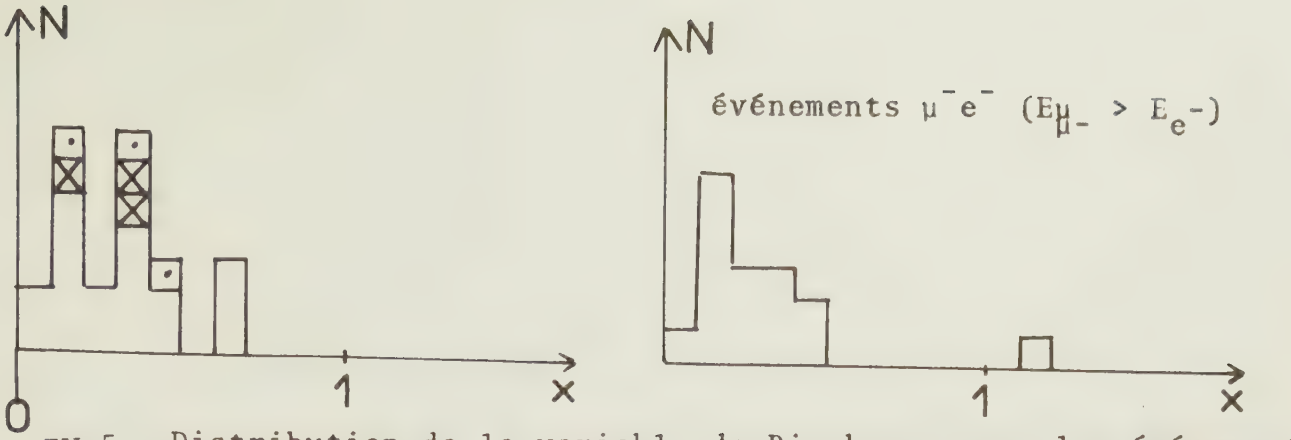
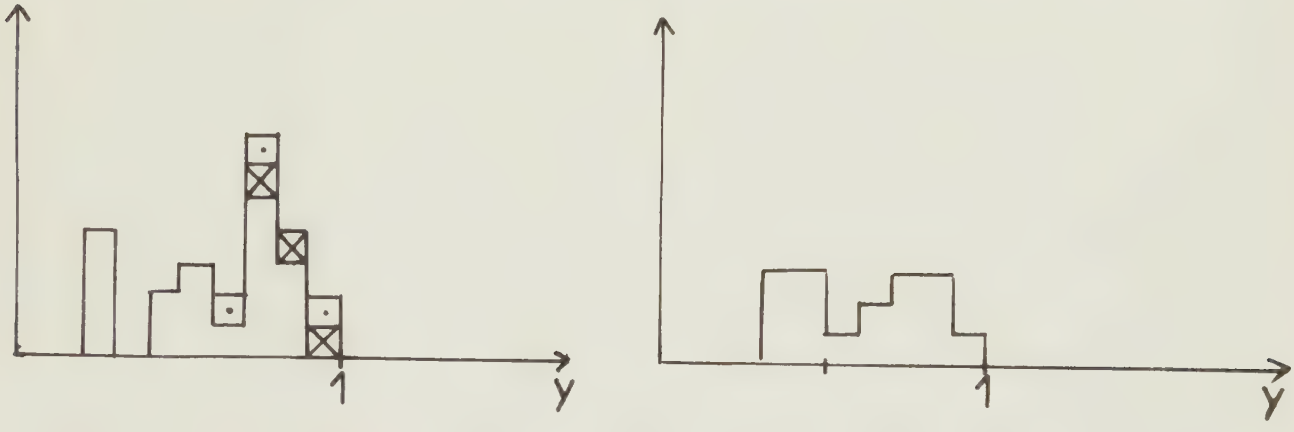


Diagramme IV-4 . Comparaison de la masse hadronique avec l'énergie de l'électron



IV-5 . Distribution de la variable de Bjorken x pour les événements μ^-e^- et μ^-e^+



IV-6 . Distribution de la variable de Bjorken y pour les événements μ^-e^- et μ^-e^+

□ événements μ^-e^+

⊠ événements $\mu^-e^+\Lambda^\circ$

⊡ événements $\mu^-e^+\Lambda^\circ$ sans le Λ°

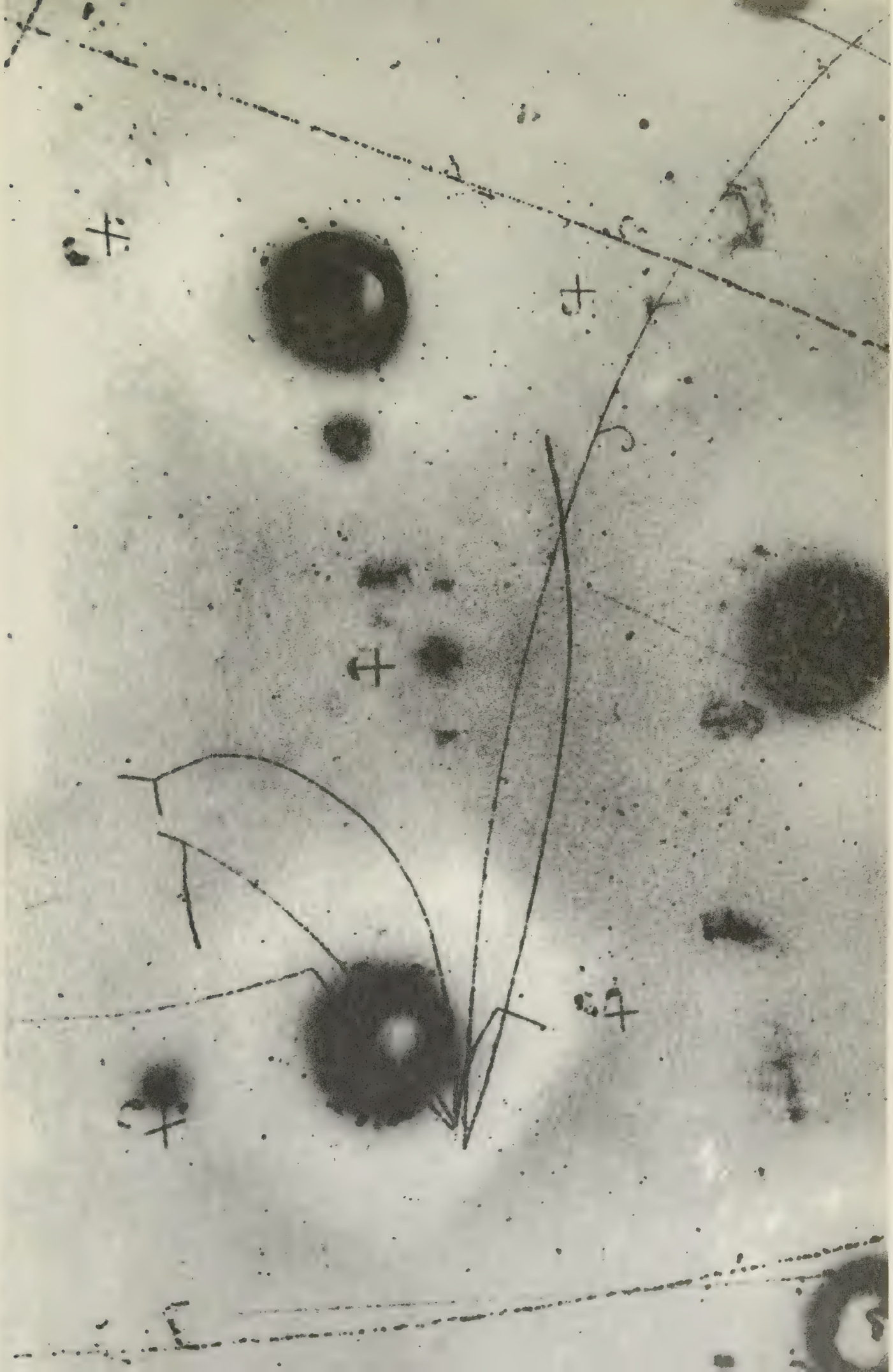
□ événements μ^-e^-

L'ensemble de ces résultats est compatible avec l'interprétation suivante : il y a trois catégories d'événements :

-le bruit de fond

-les événements $\mu^- e^+ V^\circ$ où le V° n'est pas détecté, (K°_L, $\Lambda^\circ \to n\pi^\circ$) et son énergie n'est pas comptée dans l'énergie de l'événement.

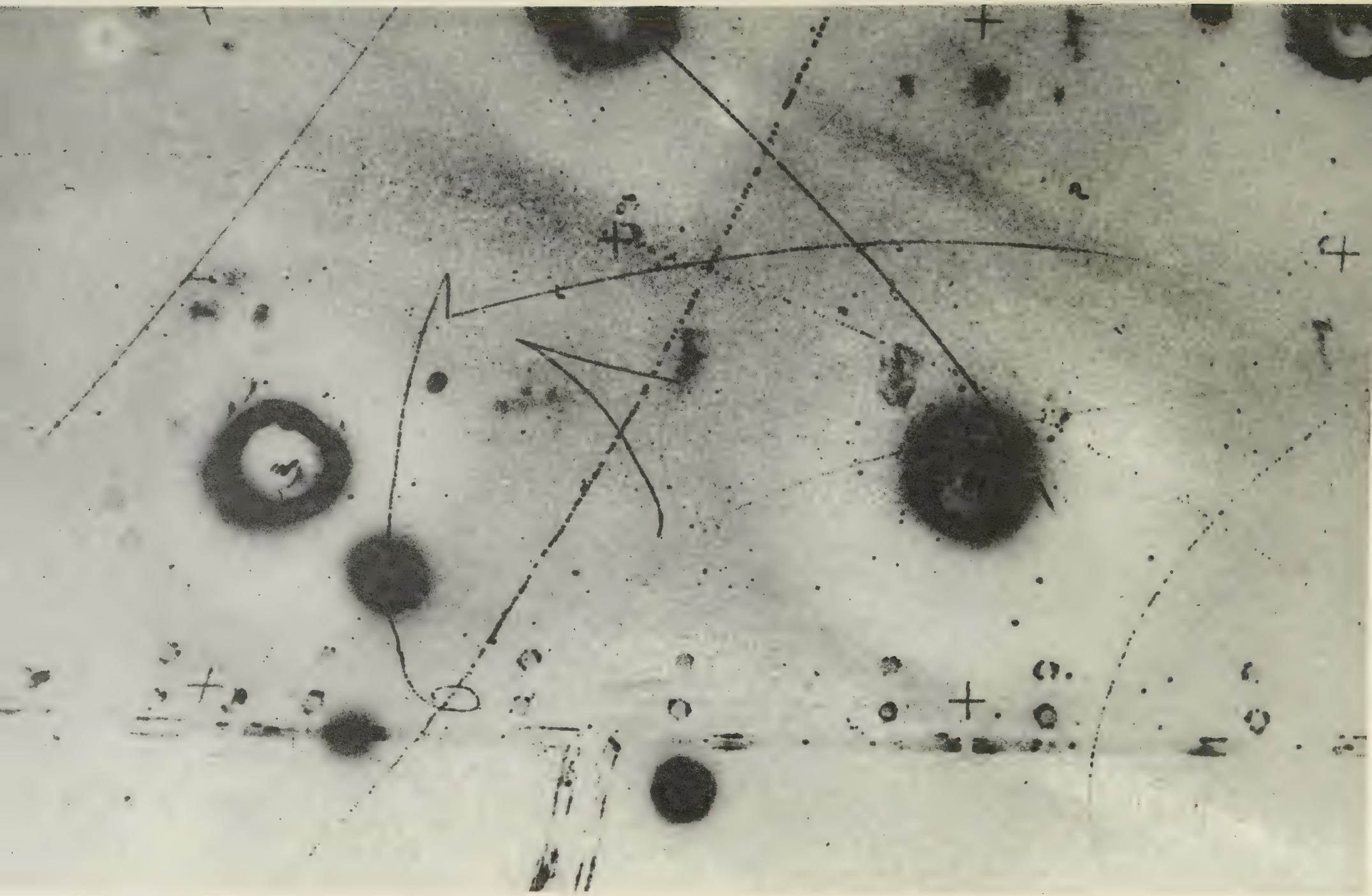
-des événements $\mu^- e^+$ où il ne manque rien dans l'état final ceci pouvant être dû à la production de particules étranges chargées, dont la détection nous est très difficile ($K^\pm$, $\Sigma^\pm$...) mais dont l'énergie est comptée dans le bilan de l'événement ; ceci peut être dû aussi à des événements sans aucune particule étrange.



Faisceau de neutrinos

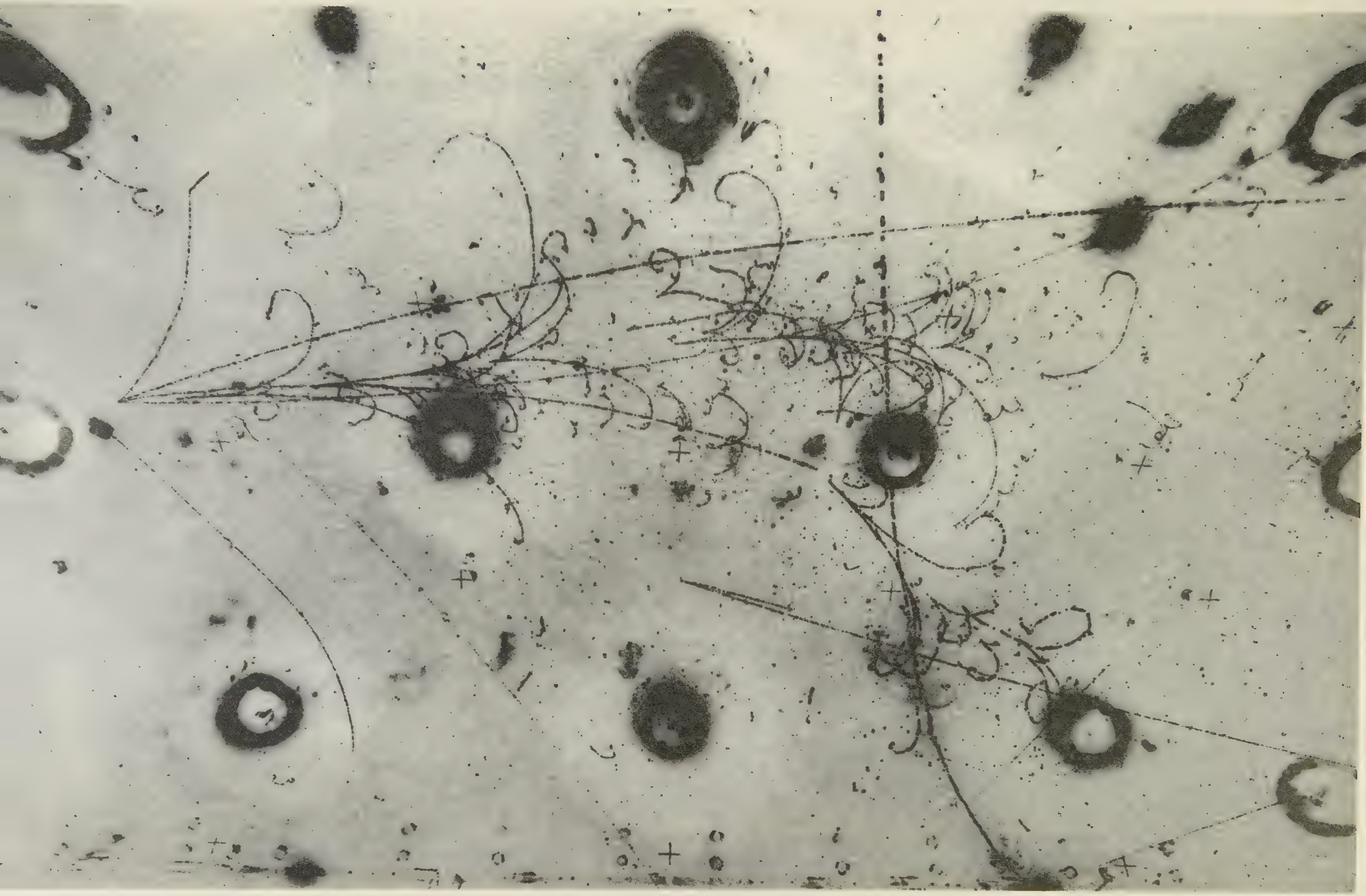
au recto : un évènement $\mu^- \Lambda^\circ K^\circ$ + ...

ci contre : un évènement $\mu^- \Lambda^\circ K^+$



Faisceau de neutrinos

ci contre : un évènement $\mu^- \Lambda^\circ$ sans autre particule étrange détectée



CHAPITRE V

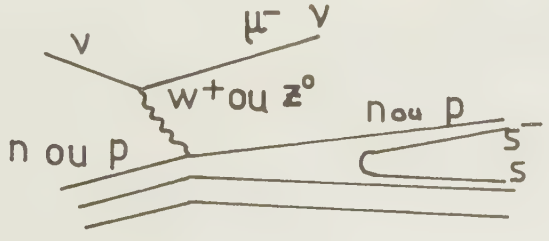
RECHERCHE D'UNE VIOLATION APPARENTE DE LA REGLE $\Delta S = +\Delta Q$

1.- PRESENTATION DE LA METHODE

Commençons par rappeler ce qu'est la règle $\Delta S = \Delta Q$, et par quel processus on peut s'attendre à ce qu'elle soit violée dans une interaction de neutrino.

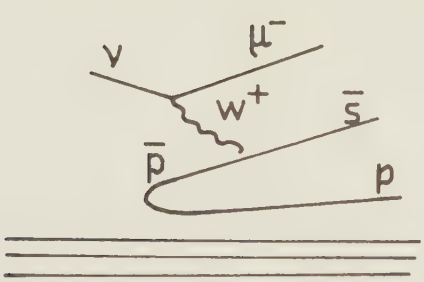
La production de particules étranges par les neutrinos peut survenir par trois canaux essentiels.

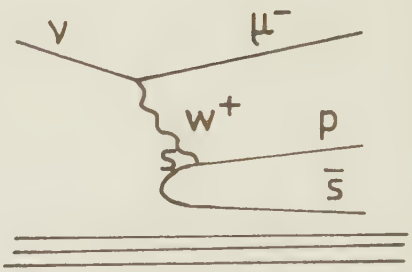
-La production associée de particules étranges, qui se represente en terme de quarks par un diagramme tel que celui-ci :



Cette réaction peut se produire soit en "courant neutre" soit en "courant chargé".

- La production de particules étranges selon la règle $\Delta S = \Delta Q$ pour la matière hadronique



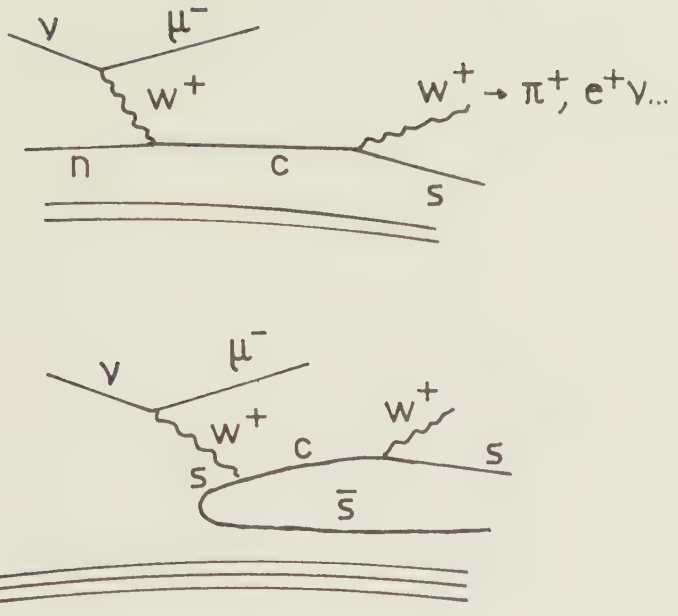


Remarquons que cela ne peut se produire que par une interaction "courant chargé", avec production d'un $\bar{s}$, c'est à dire d'une particule d'étrangeté +1.

Etat initial	Etat final	
S = 0	S = 1	$\Delta S = \Delta Q = +1$
Q = 0 ou 1	Q = +1 ou +2	

Les particules d'étrangeté +1 donnent dans l'état final un K^+ ou un K°. Notons que la cible doit être un quark de la "mer".

- La production d'une particule charmée suivie de sa désintégration en particule étrange. Il y a deux processus possibles :



Etat initial	Etat final
S = O	S = -1
Q = O	Q = +1

$\Delta S = - \Delta Q$

Notons que le premier de ces deux processus a lieu sur les quarks de "valence", c'est à dire avec une valeur de la variable de Bjorken x similaire à celle des évènements neutrino habituels, la seconde a lieu sur la "mer", à petit x. Si l'on se rappelle que nos évènements μ^- e^+ V° + ... ont une faible multiplicité, des valeurs de x grandes (O, 10, O.33, O.38) et une étrangeté dans l'état final -1, il semble que le premier processus est celui que nous avons observé.

Ce processus donne un état final $\Delta S = -\Delta Q$ qui n'est possible par aucun autre, et constitue donc une signature de la production de particules charmées.

Expérimentalement les particules d'étrangeté négative -1 sont les suivantes : $\Lambda^\circ, \Sigma^+ \Sigma^\circ \Sigma^-$, K°, K^-.

Nous ne distinguons pas les $\bar{K}^\circ$ des K°, détectons très mal les Σ^+, Σ^- et K^-, il nous reste essentiellement les Λ° ou Σ° (dans la pratique le Σ° se désintègre en $\Lambda^\circ \gamma$ et n'est

pas distingué du Λ°).

Nous disposons d'évènements des types suivants :

$\Lambda^\circ K^+$ } productions associées reconnues
$\Lambda^\circ K^\circ$ }
Λ° isolé $\Delta S = - \Delta Q$ apparent

Cependant les efficacités de détection du K° ni du K^+ ne sont égales à 1. Si nous savons les calculer, nous pourrons évaluer le nombre d'évènements avec Λ° seul venant de productions associées, et les comparer avec le nombre d'évènements observés avec Λ° seul. La différence nous permettra de donner un nombre d'évènements avec Λ° produit seul ; nous référant à notre observation d'évènements $\mu^- \Lambda^\circ e^+$, nous pourrons alors donner des limites au rapport d'embranchement

$$\frac{C^+ \rightarrow \Lambda^\circ e^+ \nu}{C^+ \rightarrow \Lambda^\circ + \ldots}$$

2.- DETERMINATION DE L'EFFICACITE DE DETECTION DU K°

Les facteurs entrant en jeu sont : le rapport d'embranchement $K^\circ \rightarrow \pi^+\pi^-$, l'efficacité de détection une fois que le K° s'est désintégré en $\pi^+\pi^-$, et le facteur dû aux coupures :

- le rapport d'embranchement $K^\circ_S \rightarrow \pi^+\pi^- / (K^\circ_S + K^\circ_L)$ est :

$$\varepsilon_o = 0.343$$

- le second point dépend d'une variable essentielle : la distance au vertex à partir de laquelle un K°_S est détectable. Nous appelerons cette variable : λ . Pour l'estimer nous pouvons regarder quelle est la distance au vertex des K°_S détectés.

Fig. V-1

La distribution des distances au vertex des K^{o}_{S}

La distribution théorique est

$$dn\ (\ell) = \int_0^\infty dn(p)\ e^{-\frac{\ell\ M}{Pc\tau}} \times \frac{Pc\tau}{M}$$

où ℓ est la distance au vertex neutrino du point de désintégration, P l'impulsion du K°, $c\tau$ = 2, 68 cm.

La dérivée de cette fonction est négative et sa dérivée seconde positive, indépendemment du spectre en impulsion des K°, c'est à dire que l'on aura une fonction décroissante à courbure dirigée vers le haut, de type grossièrement exponentiel.

La distribution des K° observés -Fig. V.1- présente un "trou" dans les 10 premiers millimètres, le reste de la distribution étant bien tel que nous l'attendons.

Dans ces conditions, une bonne approximation consiste à dire qu'en dessous de 10mm l'efficacité est nulle, et égale à un au delà. De façon à obtenir une efficacité de détection qui ne dépende pas de la topologie, nous ne retenons les V° que si leur distance au vertex est supérieure à cette distance.*

Compte tenu de la coupure en vie moyenne, et de l'efficacité de reconstruction P_{rec}, nous pouvons calculer l'efficacité de détection d'un K° d'impulsion p donnée :

$$\varepsilon = \varepsilon_o\ P_{rec} \int_\lambda^{3\ell_o(P)} \frac{\ell}{\ell_o(P)}\ e^{-\frac{\ell}{\ell_o(P)}}\ d\ell$$

avec $\ell_o(P) = \frac{P}{M}\ c\tau$.

Si maintenant nous avons un lot de K°_s, nous pouvons calculer le nombre total qui a été produit, en donnant à chacun le poids $\frac{1}{\varepsilon i}$, i étant l'indice du K° :

$$N = \sum_i \frac{1}{\varepsilon i} \pm \sqrt{\sum \frac{1}{\varepsilon i}\left(\frac{1}{\varepsilon i} - 1\right)}$$

---

* sur 15 V° coupés ainsi, 12 provenaient de productions associées reconnues.

3.- DETERMINATION DE L'EFFICACITE DE DETECTION DU K^+

Nous détectons le K^+ par sa désintégration à l'arrêt. Cependant les K^+ trop énergiques ne peuvent s'arrêter, et sortent de la chambre ou interagissent avant de se désintégrer. L'efficacité de détection dépend donc du spectre en impulsion des K^+.

Nous supposons que ce spectre est le même que celui des K°_s, que nous pouvons calculer en pondérant les K°_s observés par leur efficacité de détection.

Nous allons aussi supposer qu'un K^+ s'arrêtant dans le volume visible et se désintégrant si l'arrêt est détecté, sans biais sur le mode de désintégration. Ceci peut être vérifié en comparant les modes de désintégration observés aux rapports d'embranchement connus :

	Evènements observés	Rapport d'embranchement théorique		Nombre d'évènements attendus
$K^+ \to \mu^+\nu$	42	63,6 %		42,5 ± 3,5
$K^+ \to \pi^+\pi^\circ$	19	21,1 %		
$K^+ \to \pi^+\pi^\circ\pi^\circ$	0	1,7 %	25,9%	17,7± 3,5
$K^+ \to \mu^+\pi^\circ\nu$	0	3,2 %		
$K^+ \to e^+\pi^\circ\nu$	4	4,8 %		3,1 ± 1,7
$K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$	2	5,5 %		3,7 ± 1,9

Nous voyons que l'accord est bon, en admettant que les $K^+ \to \mu^+\pi^\circ\nu$ et les $K^+ \to \pi^+\pi^\circ\pi^\circ$ ont été confondus avec les $K^+ \to \pi^+\pi^\circ$, ce qui semble naturel d'après nos critères de sélection.

Moyennant ces hypothèses raisonnables, nous allons considérer les K° observés, les pondérer et calculer la probabilité qu'ils auraient eue d'être détectés, s'ils avaient été des K^+. Pour cela nous utilisons un Montecarlo

Nous commençons par tirer au sort un spectre de K°, avec une loi de Poisson sur chaque K°, compte tenu de son efficacité de détection.

Nous tirons alors au hasard un vertex dans la chambre, compte tenu de la variation du flux de neutrinos en fonction de la distance à l'axe de la chambre. Nous tirons au hasard un K° dans le spectre précédent ; nous simulons alors la progression du K^+ dans la chambre, sa trajectoire dans le champ magnétique, la possibilité qu'il a d'interagir ou de se désintégrer en vol, son ralentissement dans le milieu.

Nous comptons le nombre de K^+ tirés et le nombre de K^+ qui se désintègrent à l'arrêt sans interaction. Nous nous arrêtons quand le nombre de K^+ ainsi détectés est égal au nombre de K^+ détectés dans notre expérience. En repétant un grand nombre de fois l'ensemble du processus, nous obtenons la loi de vraisemblance du nombre de K^+ effectivement produits, connaissant le nombre de K^+ détectés dans notre expérience.

Pour effectuer cette simulation nous connaissons un certain nombre de grandeurs physiques telles que :

- distribution du flux de neutrinos dans la chambre,
- champ magnétique dans la chambre,
- loi de ralentissement d'un K^+ dans le fréon,
- durée de vie du K^+,
- section efficace d'interaction du K^+ sur CF_3Br.

Les quatre premiers points ne posent aucun problème. Il restait à calculer la section efficace des K^+ sur CF_3Br. Il existe des modèles optiques du noyau, permettant de calculer la section efficace des particules sur les noyaux (Ref. V.1). Nous avons vérifié la validité de ces sections efficaces avec

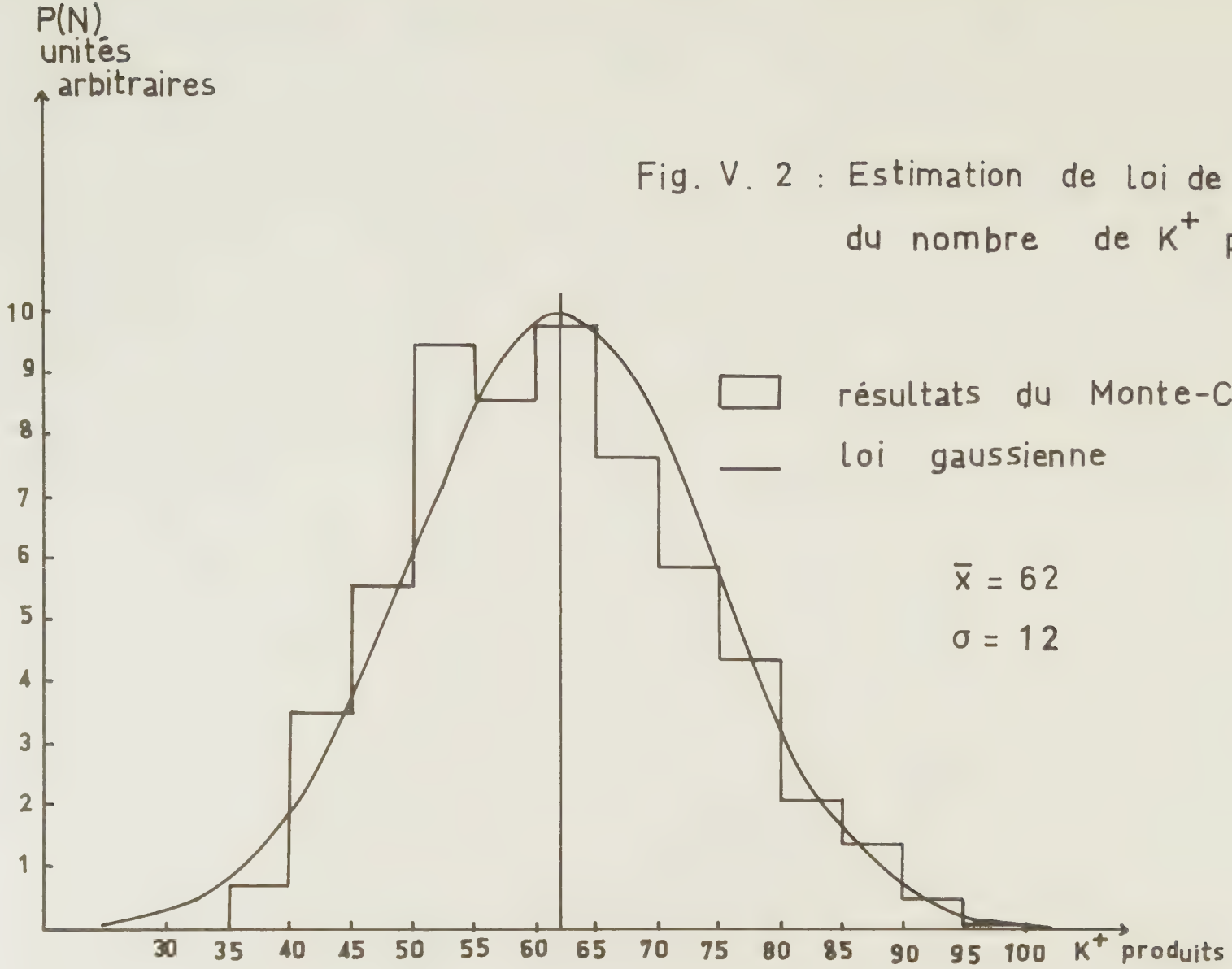


Fig. V. 2 : Estimation de loi de vraisemblance du nombre de K^+ produits

des π^- de notre expérience. L'accord est généralement très bon.

Comme données nous disposons de 52 K°_S produits dans des interactions du type "courant chargé" et de 22 évènements $K^+\Lambda^\circ$.

Les résultats du Monte Carlo sont repartis de façon approximativement gaussienne, de paramètres (Fig. V.2)

$$\bar{x} = 62 \qquad \sigma = 12$$

4.- CALCUL DU NOMBRE D'EVENEMENTS $\Delta S = -\Delta Q$ PRODUITS.

Après toutes les coupures sur les évènements avec V°, et la pondération des ambigus K°/Λ°, nous obtenons, pour les interactions "courant chargé", les nombres d'évènements observés suivants :

Λ° seul	110
$\Lambda^\circ K^+$	22
$\Lambda^\circ K^\circ$	10
$\Lambda^\circ K^\circ K^+$	1

soit 143 évènements avec Λ°

Nous pouvons alors calculer le nombre d'évènements avec Λ° observé qui viennent des productions associées $\Lambda^\circ K^+$, $\Lambda^\circ K^\circ$, $\Lambda^\circ K^+ K^\circ$.

D'après les calculs précédents nous avons produit 62 ± 12 $\Lambda^\circ K^+$ et 41 ± 11,5 $\Lambda^\circ K^\circ$. Cependant la présence d'un évènement $\Lambda^\circ K^\circ K^+$ et quelques évènements où il y a une indication de la production de 3 particules étranges nous obligent à faire une correction : un certain nombre d'évènements $\Lambda^\circ K^\circ$ et $\Lambda^\circ K^+$ observés proviennent d'une production vraie de $\Lambda^\circ K^\circ K^+$ ou autre, à plus grand nombre de particules étranges. L'effet de cette correction est de diminuer le nombre de Λ° observés seuls venant des productions associées.

Nous obtenons alors les nombres suivants d'évènements avec Λ° détecté issus des productions associées.

$\Lambda^\circ K^+$	53 ± 12
$\Lambda^\circ K^\circ$	33 ± 11,5
$\Lambda^\circ K^\circ K^+$	11 ± 11

soient 97 ± 18 Λ° expliqués par la production associée. Il y a donc un excès de 46 ± 18 évènements produits avec seulement un Λ°. La probabilité qu'aucun évènement de ce type n'ait été produit est de 1,2 %.

5.- LIMITES SUR LE RAPPORT D'EMBRANCHEMENT LEPTONIQUE

Tous nos résultats s'accordent bien avec le modèle du charme : nous avons produit 3 évènements μ^- e^+ V° + ..., avec une forte probabilité que tous les 3V° soient des Λ° ; la meilleure interprétation de ces évènements est alors :

évènement 1 : $\nu + n \rightarrow \mu^- C^+$
$\quad\quad\quad

Dans le cadre de cette interprétation -et dans ce cas là seulement-, nous pouvons calculer des limites sur les rapports d'embranchement du baryon charmé dont la masse est la plus basse, et par lequel passe la désintégration de tous les autres.

Nous disposons de 3 évènements μ^- e^+ V°. La perte de signal due à nos coupures peut être calculée et reste de l'ordre de 6% pour des électrons de moins de 1 GeV. Nous supposons vraie l'universalité e - μ, et nous estimons la loi de vraisemblance de :

$$B = \frac{C^+ \to \ell^+ \nu \Lambda^\circ + \ldots}{C^+ \to \Lambda^\circ + \ldots} = \frac{2X}{Y}$$

où X est le nombre d'évènements $\mu^- e^+ \Lambda^\circ$, corrigé pour perte de signal et normalisation des flux, et Y le nombre d'évènements avec Λ° seul, y compris les μ^- e^+ Λ°.

Nous calculons cette loi par Monte Carlo (Fig. V.3) et nous obtenons les intervalles de confiance suivants :

à 90 % de confiance $\quad B = 14 \begin{smallmatrix} + 40 \\ - 9 \end{smallmatrix}$

à 68 % de confiance $\quad B = 14 \begin{smallmatrix} + 13 \\ - 7 \end{smallmatrix}$

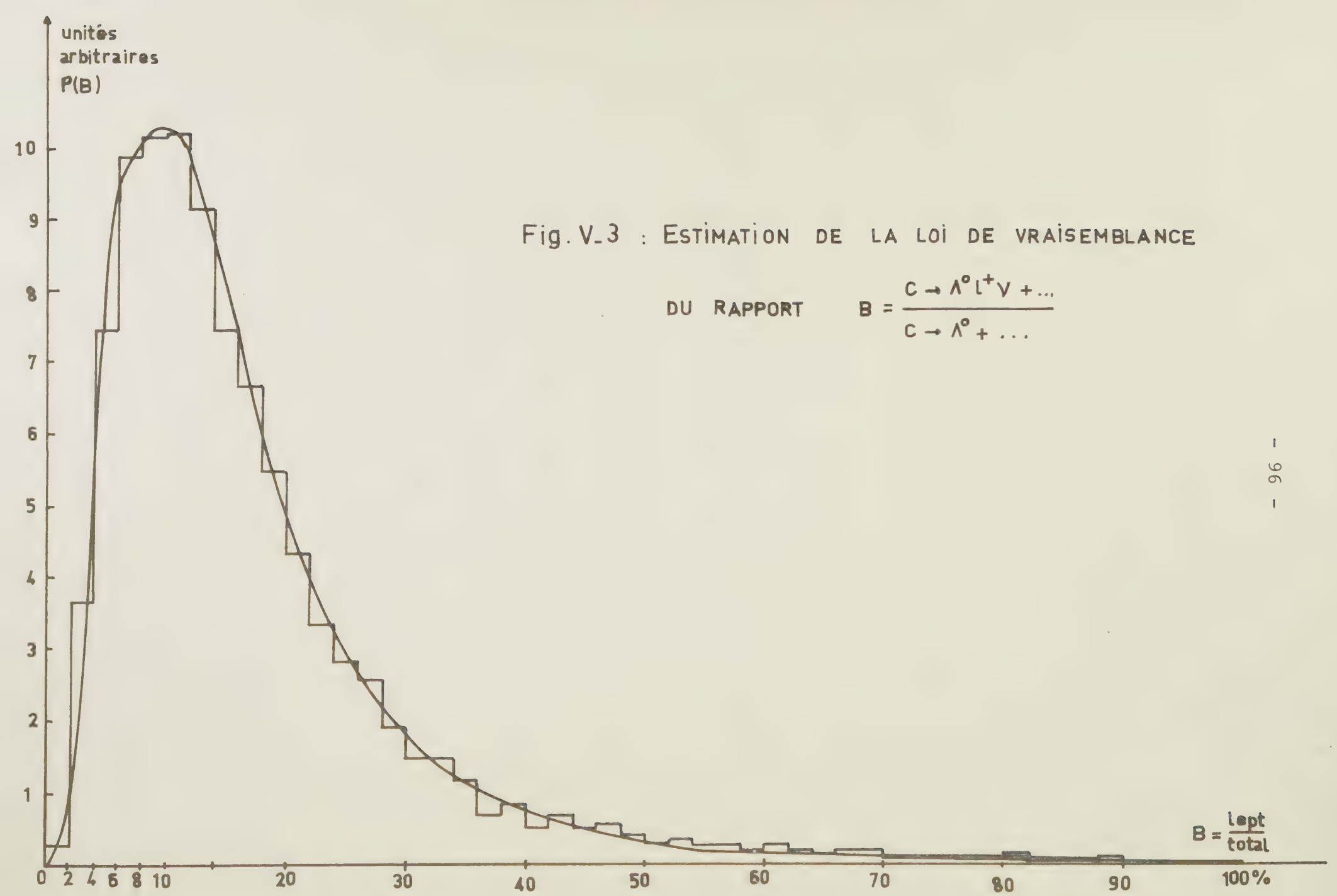


Fig. V_3 : ESTIMATION DE LA LOI DE VRAISEMBLANCE

DU RAPPORT $B = \dfrac{C \to \Lambda^0 l^+ \nu + \ldots}{C \to \Lambda^0 + \ldots}$

CONCLUSION

Dans cette étude, portant sur 41.000 interactions de neutrinos, nous avons observé 3 événements $\mu^- e^+ \Lambda^\circ$, et un signal d'événements $\mu^- e^+$. Les caractéristiques de ces événements s'accordent bien avec l'interprétation de production d'un baryon charmé se désintégrant semi-leptoniquement.

Parmi nos événements avec particules étranges, nous avons décelé un certain excès d'événements $\Delta S = - \Delta Q$, ce qui, interprété comme production d'un baryon charmé se désintégrant en hadrons, nous a permi de donner des limites sur le rapport d'embranchement semi-leptonique.

Ces deux résultats s'inserrent dans un ensemble de découvertes qui font qu'aujourd'hui rares sont ceux qui doutent encore de l'existence des particules charmées : citons la production d'événements $\mu^- e^+ V^\circ$ dans une expérience neutrino à FNAL, la découverte à SLAC d'une résonnance étroite de masse 1.86 GeV/c^2 se désintégrant en $K\pi$, $K(n\pi)$, la découverte à Brookhaven d'une résonnance étroite de masse 2,26 GeV/c^2 se désintégrant en $\bar{\Lambda}(3\pi)$. Toutes ces particules sont d'excellents candidats pour les mesons et baryons charmés.

Dans un avenir proche, toute une spectroscopie de particules charmées sera sans doute mise en évidence. Ceci permet de mieux connaître les forces entre quarks, et le rôle qu'elles jouent dans les désintégrations faibles.

Il semble que l'on ne s'arrêtera pas là : les théoriciens proposent déjà des modèles à six quarks, les expériences "neutrino" de haute énergie indiquent des anomalies difficilement explicables, même avec le charme.

Voici un programme excitant ! Nous espérons pouvoir continuer d'y contribuer, avec les prochaines expériences de Gargamelle au SPS.

REFERENCES

I.1 LLEVELLYN.SMITH Phys. Reports 3C, 5, 275 (1972)

I.2 PRENTKI et ZUMINO Nuclear Physics 47B 99 (1972)
GIORGI et GLASHOW P.R.L. 28 1494 (1972)
LEE Phys. Rev D6 1188 (1972)

I.3 REVIEW OF PARTICLE PROPERTIES, Particle data group (1976)

I.4 GLASHOW, ILIOPOULOS, MAIANI, Phys. ReV. D2 1285 (1970)

I.5 YANG et MILLS, Phys. Rev. 96 191 (1954)

I.6 t'HOOFT, Nucl. Phys. 33B, 173 (1971) et 35B, 167 (1971)

I.7 SALAM, WARD Phys. Lett. 13, 168 (1964)
WEINBERG , P.R.L. 19, 1264 (1967)
Phys. Rev. D5, 1412 (1972)

I.8 BOBISUT Collaboration Aachen-Padova conférence d'Aix La Chapelle (1976)
REINES Conférence d'Aix-La-Chapelle (1976)
VAN DONNIRN Collaboration Gargamelle Aix La Chapelle (1976)

I.9 Collaboration Gargamelle Phys. Lett 46B 138 (1973)

I.10 N.CABBIBO P.R.L. 10, 531 (1963)

I.11 Voir I.4

I.12 GAILLARD, LEE, ROSNER Review of Modern Physics 47, 227 (1975)
de RUJULA, GIEORGI, GLASHOW Review of Modern Physics 46, 391, 1974

I.13 de RUJULA, GEORGI, GLASHOW Phys. Rev. D17 147 (1975)
Voir aussi I.12

I.14 voir I.12

I.15 SHROK et LEE Fermilab Pub 75/80 THY (75)

I.16 Collaboration Gargamelle Nucl. Phys. B85 269 (1975)
LEE conference d'AIX LA CHAPELLE 1976
GAILLARD " " " " 1976

II.1 M. HAGUENAUER, Thèse de Doctorat d'Etat (Paris, 1973)

II.2 International Colloquium on Bubble Chambers (Heldelberg) - CERN 67-26

II.3 J.P. VIALLE, Thèse de Doctorat d'Etat (Orsay, 1974)

II.4 Collaboration Gargamelle, Phys. Lett. 58B n° 3 (361) 1975.

III.1 Cette méthode due à C. PASCAUD a fait l'objet d'un rapport interne.

III.2 L. BEHR, Thèse de Doctorat d'Etat (Paris 1965)

V.1 V.S. BARASHENKOV, Interaction cross sections of Elementary particles (1968) (Appendice A3)

REMERCIEMENTS

Notre pays, depuis longtemps déjà, a compris que la recherche scientifique est l'un des espoirs de la communauté humaine, et a décidé d'y consacrer une partie de ses richesses. Je lui suis très reconnaissant de m'avoir permis de chercher, par l'intermédiaire d'une bourse de l'Ecole Polytechnique.

Quand I. SOLOMON m'introduisit dans le monde des chercheurs, puis quand P. PETIAU me présenta au groupe neutrino du LPNHE, je fus accueilli avec beaucoup de chaleur : l'intérêt que m'ont porté A. ROUSSET et V. BRISSON, avant de me connaître ou de me juger, le constant souci de P. FLEURY de sentir bien intégrés tous les membres du laboratoire qu'il dirige, m'ont touché. De tous les membres du groupe neutrino, et de tous les chercheurs, ingénieurs, programmeurs du laboratoire il y a eu la patience devant les questions stupides, la complicité pour les impairs du jeune chercheur naïf, et surtout l'oreille attentive aux propositions de tous, même aux miennes. A cela je dois de m'être senti tout de suite "dans le coup".

Je n'ai pas dépouillé tout seul les 570.000 photos et 50.000 évènements. L'équipe "charme" de l'Ecole Polytechnique a fait preuve de beaucoup de patience, ayant sur le dos un physicien indécis, bousculé et ignorant de bien des choses. Si le travail a fini par être fait et bien fait c'est à l'ordre et à l'équilibre de J. DOUBLET qu'il faut en attribuer

le mérite, ainsi qu'à la coopération de toute l'équipe.

La collaboration avec les laboratoires d'Aix la Chapelle, de Bruxelles, du CERN, de Milan, d'Orsay et de Londres, a été puissante et agréable. L'analyse a été faite en collaboration avec A.M. LUTZ et C. MATTEUZZI, et je leur suis très reconnaissant de ne m'avoir pas tenu rigueur de mon inéfficacité.

Mon travail a été dirigé par U. NGUYEN-KHAC. Si j'ai pu admirer son sens aigu de la réalité physique, sa finesse et son intuition remarquables, j'ai surtout été touché par le dévouement du maître à son élève, répétant dix fois s'il le fallait les points délicats, remettant sur les rails le thésard désemparé, donnant plus de prix à la réussite de celui qu'on lui a confié qu'à la sienne. Cette sollicitude a largement débordé le cadre du travail de physicien, ce sont des choses que je n'oublirai pas.

Il a enfin fallu éditer le monument immortel qu'est cette thèse (...). Je tiens à remercier P. JOLICLERCQ pour les photos, D. RIVALS et B. KLEIN pour leur efficacité qui a rendu léger ce dernier souci.